THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jérôme de la NOË

SURSAUTS RADIOELECTRIQUES SOLAIRES DE TYPE IIIb ANALYSE DES OBSERVATIONS ET MECANISME D'EMISSION

Soutenue le 28 novembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM.	E. SCHATZMAN	Président
	A. BOISCHOT	
	J. HEYVAERTS	Examinateurs
	P. ENCRENAZ	
	R.A. SMITH	

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jérôme de la NOË

SURSAUTS RADIOELECTRIQUES SOLAIRES DE TYPE IIIb ANALYSE DES OBSERVATIONS ET MECANISME D'EMISSION

Soutenue le 28 novembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM.	E. SCHATZMAN	Président
	A. BOISCHOT	
	J. HEYVAERTS	Examinateurs
	P. ENCRENAZ	
	R.A. SMITH	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

Remerciements		III
I - INTRODUCTION		
I.1	Etat de la question	2
I.2	Motivations	4
I.2.1	Instabilités coronales	
I.2.2	Electrons solaires non relativistes	
I.2.3	Nouveaux mécanismes théoriques	
I.2.4	Milieu coronal	
I.3	Synthèse des recherches présentées	7
II - SURSAUTS STRIES		
II.1	Les moyens d'observation	10
II.1.1	Le Radiospectrographe de Nançay	
II.1.2	La mission à Arecibo	
II.1.3	L'interféromètre de Clark Lake Radio Observatory	
II.2	Les sursauts de type IIIb	13
II.2.1	Définition	
II.2.2	Propriétés	
II.2.3	Conséquences	
II.3	Stries, paires et triplets	24
II.3.1	Méthode de mesure	
II.3.2	Caractéristiques spectrales	
II.3.3	Conséquences	
II.4	Conclusion	35

III - THEORIE DES SURSAUTS DE TYPE IIIb

III.1 Revue des idées théoriques proposées 37

III.1.1 Propositions d'Ellis et McCulloch

III.1.2 Théorie de Yip

III.1.3 Théorie de Takakura et Yousef

III.2 Proposition d'une nouvelle théorie 42

III.2.1 Principe du mécanisme

III.2.2 Injection des particules

III.2.3 Interaction faisceau-plasma

III.2.4 Emission des ondes "satellites"

III.2.5 Processus de conversion

III.3 Confrontation de la théorie aux résultats expérimentaux 58

III.4 Conclusions 65

IV - CONCLUSION GENERALE 68

IV.1 Accélération ou stockage ? 69

IV.2 Perspectives 72

Articles de Thèse 75

Bibliographie 77

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548119_0012

REMERCIEMENTS

C'est avec grand plaisir que j'esprime ici ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail. En particulier je tiens à remercier André Boischot qui m'a constamment guidé tant par ses suggestions scientifiques que par ses conseils techniques. Nos discussions et confrontations amicales avec Monique Aubier, Gérard Daigne, Alain Lecacheux, Yolande Leblanc et Bent Møller-Pedersen ont été extrêmement fécondes.

La conception, la réalisation et l'excellent fonctionnement de l'équipement qui a permis les observations sont dus à Maurice du Chaffaut et Carlo Rosolen. Qu'ils en soient tout spécialement remerciés. L'aide du personnel de la Station de Radioastronomie de Nançay a été particulièrement indispensable dans la phase préparatoire à la mission à Arecibo ; nous sommes redevables spécialement à Alain Gerbault et Claude Chantelat pour les observations et le traitement des films, à Serge Boulaire, Guy Crétal, Alain Fourrichon et Gérard Reinmuth pour la fabrication des antennes, à Gérard Briant, Pierre Guéniau, Jean-Claude Henry , André Marchal, Jacques Renaud et Michel Thivrier pour différentes tâches; enfin Christian Couteret et Daniel Lalardie m'ont initié au maniement du tour et de la fraiseuse lors de la fabrication des antennes "tourniquet" utilisées à Arecibo.

Mon séjour à l'Astronomy Program de l'University of Maryland fût une très riche expérience grâce à Mukul R. Kundu et William C. Erickson et à l'amicale collaboration de Tomas E. Gergely, Thomas B.H. Kuiper et Robert A. Smith; nos échanges furent des plus fructueux. J'ai bénéficié d'un accueil particulièrement sympathique de la part du staff du Clark Lake Radio Observatory, de Robert G. Stone et de Joseph Fainberg du Goddard Space Flight

Center, qui ont mis les enregistrements de IMP-6 et RAE-2 à ma disposition, d'Alan Maxwell du Harvard College Observatory, Fort Davis Radioastronomy Station, de Richard T. Hansen, Shirley Hansen et Dorothy E. Trotter du High Altitude Observatory ; également en Europe les collaborations du Dr. H. Urbarz du Weissenau Observatory et de Hans Rosenberg du Astronomical Institut de Utrecht ont été des plus profitables.

A Meudon j'ai bénéficié de discussions importantes avec Estelle Asseo, Jean-Louis Bougeret, Costa Caroubalos, Pierre Couturier, Ghislaine de Genouillac, Jean Heyvaerts, Christopher C. Harvey, Catherine Lacombe, André Mangeney, Mme Martres, Jean-Louis Steinberg et Hoang Sang.

Je remercie très vivement M. le Professeur E. Schatzman, Jean Heyvaerts et Pierre Encrenaz d'avoir bien voulu être membres du jury.

Je suis redevable de bien des conseils de programmation à Claude Perche, Anne Lacombe et Mme Lauret. L'assistance de Madeleine Steinberg, Françoise Axisa et Bernadette Perche fut bien précieuse lors des diverses publications. C'est Cécile Wendling qui a accompli la frappe des articles et de cette thèse, Xénia Lasareff qui a dessiné les figures, Gérard Servagean qui a réalisé les tirages photos : qu'ils soient remerciés de leur aide ainsi que les membres du personnel des Services de Reprographie de Meudon et de l'Imprimerie de l'Observatoire de Paris, des Départements d'Astronomie Solaire et Planétaire, d'Astronomie Spatiale et de Radioastronomie et de la Bibliothèque de Meudon.

Enfin, il serait injuste de passer sous silence le soutien constant de Claire qui a supporté imperturbablement les aléas de mon humeur tout au long de ce travail.

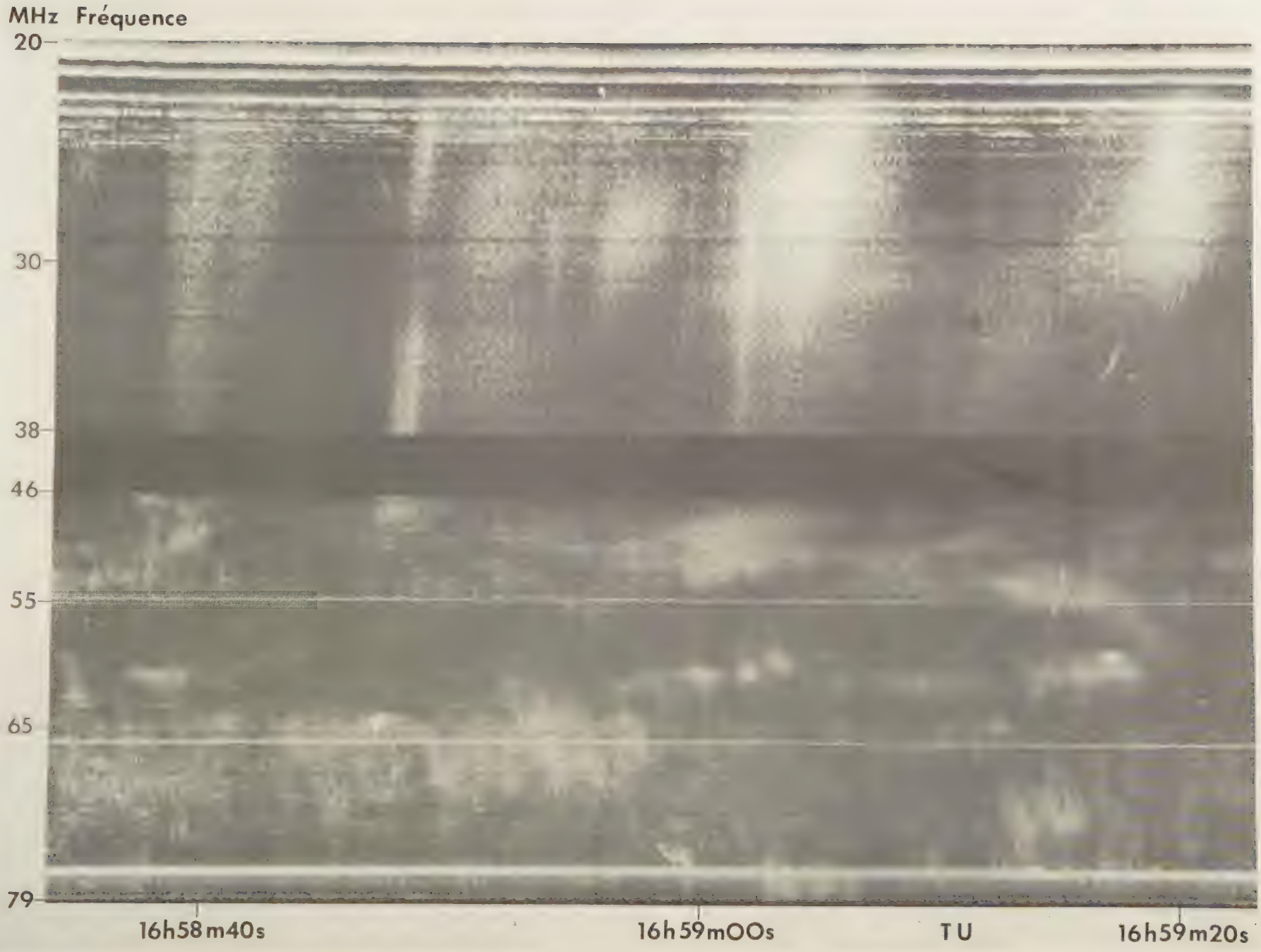

MHz Fréquence
20
30
38
46
55
65
79
16h58m40s
16h59mOOs
TU
16h59m20s

Figure 1

CHAPITRE I

INTRODUCTION

"Nature a fait le jour pour soi exercer, pour travailler, et pour vaquer chacun en sa négociation; et ... elle nous fournit de chandelle, c'est la claire et joyeuse lumière du Soleil."

Rabelais (Tiers Livre)

"Astre toujours le même, Astre toujours nouveau"

Louis Racine le fils

(Poème de la Religion)

Fig. 1 (Ci-contre). Quelques instants d'un orage décamétrique, le 23 Juillet 1970. Dans la partie hautes fréquences du spectre on distingue de nombreux sursauts de type I dont quelques uns sont organisés en chaines. Dans la partie basses fréquences on observe une dizaine de sursauts de type III.

I - INTRODUCTION

I.1 Etat de la question.

Le rayonnement radioélectrique émis par le soleil se caractérise par trois composantes, essentiellement :

1) la radiation dite du Soleil calme,

2) la composante lentement variable,

3) les sursauts rapides transitoires.

Les instruments dont nous disposons permettent l'observation des sursauts solaires aux longueurs d'ondes métriques et décamétriques c'est à dire ceux qui sont émis dans la gamme de fréquences : 100-20 MHz. Dès les années 1950, Wild et al. (1950) étaient en mesure d'établir un début de classification basé sur l'aspect spectral des sursauts solaires : sursauts de type I, type II et type III. Puis Boischot (1957) identifiait le sursaut de type IV par l'interférométrie à fréquence fixe tandis que les propriétés spectrales en étaient ensuite précisées par Maxwell et al. (1958) et Haddock (1958). Enfin le sursaut de type V était reconnu par Maxwell et al. (1957) et Wild et al. (1959). Les différences entre ces cinq types de sursauts proviennent principalement de la dérive de fréquence, de la durée à une fréquence donnée, de la bande de fréquences instantanée (Kundu 1965).

Cependant ces sursauts rapides sont parfois superposés (sur les spectres dynamiques) à un fond continu d'émission radio à très large bande de fréquences, la plupart du temps dénué de variations aigues de l'intensité tant en fréquence qu'en temps. Suivant Thompson et Maxwell (1962) nous l'appelerons : Continuum.

L'émission des sursauts de type II et de type IV souvent associés à d'intenses sursauts de type III est fortement liée à de puissantes éruptions solaires (observées en lumière monochromatique Hα). Ces éruptions sont également accompagnées par des sursauts d'émission en Rayons X, des sursauts radio microondes et des émissions de particules relativistes de très haute énergie. Laissant de coté ces sursauts radio intenses dont la cadence d'apparition peut atteindre au maximum quelques évènements par 24 heures, nous nous intéressons plutôt aux sursauts d'intensité plus faible mais extrêmement fréquents voire quasi permanents en période de maximum de l'activité solaire : les orages de bruit radioélectrique. Ils sont observés à des fréquences inférieures à 500 MHz environ et les observations par satellite en ont révélé l'existence jusqu'à 20 kHz. Ils sont constitués par des myriades de sursauts de type I et de type III superposés au Continuum sous-jacent. Le Continuum a été principalement étudié aux hautes fréquences 408 MHz (Clavelier 1967) et 169 MHz (Le Squeren 1963) mais sa présence a été détectée à nos fréquences par Thompson et Maxwell (1962) et Warwick (1965) et jusqu'à 200 kHz par Fainberg et Stone (1971).

Mis à part le Continuum la nature des sursauts évolue avec la fréquence (Figure 1). Vers les hautes fréquences ce sont principalement les Type I qui prédominent alors que vers les basses fréquences ils cèdent la place aux Type III. La fréquence charnière à laquelle s'effectue le changement semble varier avec l'orage considéré. Disons que dans l'état actuel des observations et de la littérature elle se situe entre 100 et 20 MHz.

Les équipements de réception se perfectionnent régulièrement en acquérant de meilleures résolutions temporelles et spectrales qui peuvent être alliées à une forte sensibilité. Il est ainsi apparu récemment dans les orages de bruit radio principalement en ondes décamétriques, toute une

faune de nouveaux types de sursauts dont les caractéristiques spectrales diffèrent largement de celles des Type I et des Type III qui restent les plus nombreux cependant, par exemple :

- les sursauts "drift pair" décrits par Roberts (1958),
- les sursauts "fast drift" et "hook" trouvés par Ellis (1969 a),
- les sursauts "split pair" et "triple" identifiés par Ellis et McCulloch (1966, 1967), qui font l'objet du travail de recherche présenté.

I.2 Motivations.

L'évolution de la nature des sursauts avec la fréquence et les différences de caractéristiques spectrales des nouveaux types de sursauts observés n'offrent qu'un intérêt limité si on se restreint à l'étude morphologique. Par contre quatre observations d'importance éclairent ces résultats d'un tout autre jour :

1) le plasma coronal est le siège de nombreuses instabilités ;
2) les Type III sont associés à des électrons solaires non-relativistes ;
3) de nouveaux mécanismes théoriques doivent être invoqués ;
4) la source des sursauts étudiés est située dans une zone d'altitudes coronales intermédiaire entre la basse couronne liée à la photosphère et le milieu interplanétaire dominé par le vent solaire.

I.2.1 Instabilités coronales.

Rosenberg (1973) affirme que le plasma coronal est le siège de nombreuses instabilités qu'il recense, classe et décrit brièvement. Cette affirmation s'appuie sur des résultats observationnels (forte température de brillance, structure fine temporelle et spectrale de l'émission radio) et des considérations théoriques (spectre de turbulence, rayonnement

électromagnétique ...). Cependant l'observation directe de ces instabilités coronales est très difficile à réaliser (sauf moyens exceptionnels mis en jeu comme "Skylab" ; cf. MacQueen et al. 1974 ; Gosling et al. 1974, et Hildner et al. 1975) et l'on doit se contenter d'en observer les effets secondaires tels que particules rapides, mouvement d'un nuage de plasma ou rayonnement électromagnétique. Notons seulement que les observations spatiales in situ au voisinage de la Terre confirment l'existence de multiples situations de déséquilibre susceptibles d'engendrer des instabilités.

En fait le rayonnement radioélectrique résulte des processus de diffusion des ondes de plasma ou des effets de la turbulence causée par l'instabilité. Mais si le spectre de turbulence contient des fréquences nettement inférieures à la fréquence du plasma f_p, leur présence ne pourra être décelée que par son interaction éventuelle sur le rayonnement radio émis à de hautes fréquences voisines de f_p. L'éventualité de l'existence d'instabilités coronales est évidemment liée à la présence de régions actives sur le Soleil, qui révèlent la présence d'une forte turbulence d'abord photosphérique et chromosphérique mais également coronale.

On discerne mieux maintenant l'intérêt de la diversité des sursauts solaires récemment décelés dans les orages décamétriques puisque chaque sorte de sursaut peut correspondre à une instabilité différente qui, par ses conditions d'existence va nous renseigner (indirectement) sur le milieu coronal. De même , la prédominance des Type I ou des Type III à certaines fréquences indiquera des conditions coronales différentes aux altitudes correspondantes.

I.2.2 Electrons Non Relativistes.

Bien que l'on s'en doutât avec les travaux d'Alvarez et al. (1972) et de Frank et Gurnett (1972) ce sont les résultats de Lin et al.

(1973) qui confirment indubitablement la corrélation des Type III émis à très basses fréquences (au voisinage de la Terre) avec l'arrivée des électrons solaires d'énergie de 200 à 5 kev. Dès lors la question de la cause des Type III (électrons ou protons) était tranchée en faveur des faisceaux d'électrons qui sont une source importante d'instabilités coronales (Rosenberg 1973). Or il est évident que les sursauts de type III prédominent nettement dans les orages décamétriques. On peut en déduire que le milieu coronal est le siège de la création de multiples faisceaux d'électrons soit par accélération directe des électrons du milieu soit par réarrangement en faisceaux des électrons stockés temporairement et injectés dans la couronne.

On peut donc se demander si certains nouveaux types de sursauts d'orages ne seraient pas également engendrés par le même type d'excitateur que les Type III : un faisceau d'électrons non relativistes.

I.2.3 Nouveaux mécanismes théoriques.

La suggestion précédente pose alors le problème de l'explication des différences de caractéristiques spectrales entre les nouveaux types de sursauts de structure fine si on a affaire à un même type d'agent excitateur originel. Une solution probable parmi les hypothèses possibles serait l'intervention de processus de rayonnement différents que ceux généralement invoqués pour les Type III mais qui seraient engendrés par le même type d'instabilité. C'est ainsi que nous risquons d'être amenés à imaginer de nouveaux mécanismes théoriques pour expliquer les sursauts observés.

I.2.4 Milieu coronal.

Si l'on se donne un modèle de densité électronique en fonction de l'altitude coronale en admettant l'hypothèse de rayonnement à la

fréquence de plasma électronique, il est intéressant de réaliser que le domaine de fréquences considéré (100-20 MHz) correspond au domaine d'altitudes coronales : 0.5 à 2.0 $R_\odot$ au dessus de la photosphère (avec deux fois le modèle de Newkirk (1967) au dessus d'une région active). Etant donné un modèle de champ magnétique comme celui de Rosenberg (1973) on se rend compte que c'est dans ce domaine d'altitudes que la pression du vent solaire devient prépondérante et que les lignes de champ éventuellement refermées commencent à s'ouvrir. Aux faibles altitudes la pression du champ magnétique domine (pour les régions de champ fort) ou bien c'est la pression thermique (pour les régions de champ faible) tandis qu'aux hautes altitudes ($> 2.0\ R_\odot$) c'est la pression du vent solaire qui l'emporte.

On voit donc que le domaine de fréquences étudié correspond à une zone d'altitudes coronales particulièrement intéressante puisqu'elle assure la transition entre la basse couronne encore liée à la photosphère et le milieu interplanétaire dominé par le vent solaire.

C'est dans cette perspective d'un plasma coronal d'une zone de transition, susceptible d'être le lieu de multiples sortes d'instabilités, laboratoire naturel privilégié et relativement proche pour l'étude de la physique des plasmas, que nous avons abordé l'étude des orages décamétriques.

I.3 Synthèse des Travaux Présentés.

Il est hors de question de faire une étude exhaustive des orages décamétriques dont les travaux publiés par les membres de notre équipe de recherche sont loin de faire un panorama complet. Nous laisserons de côté la relation entre les orages de Type I et de Type III, étudiée d'un point de vue statistique (Article A) ainsi que l'étude de certains

sursauts de structure fine (Articles C et D) pour nous consacrer essentiellement au sursaut de type IIIb (Articles E, F, G, H et K) défini au Chapitre II où nous étudions ses propriétés "macroscopiques" et "microscopiques" dont nous tirons un certain nombre de conséquences sur l'instabilité susceptible de le créer et sur les effets de perspective et de propagation qui affectent les caractéristiques spectrales. Après avoir mis en évidence que les mécanismes théoriques déjà proposés sont incapables d'expliquer de façon cohérente tout l'ensemble des propriétés observées, le Chapitre III relate la proposition théorique développée dans l'article J. Enfin le Chapitre IV tente de réfléchir aux problèmes abordés, surtout l'accélération des faisceaux d'électrons, principaux responsables des orages décamétriques, à la lumière des observations analysées et de la théorie proposée.

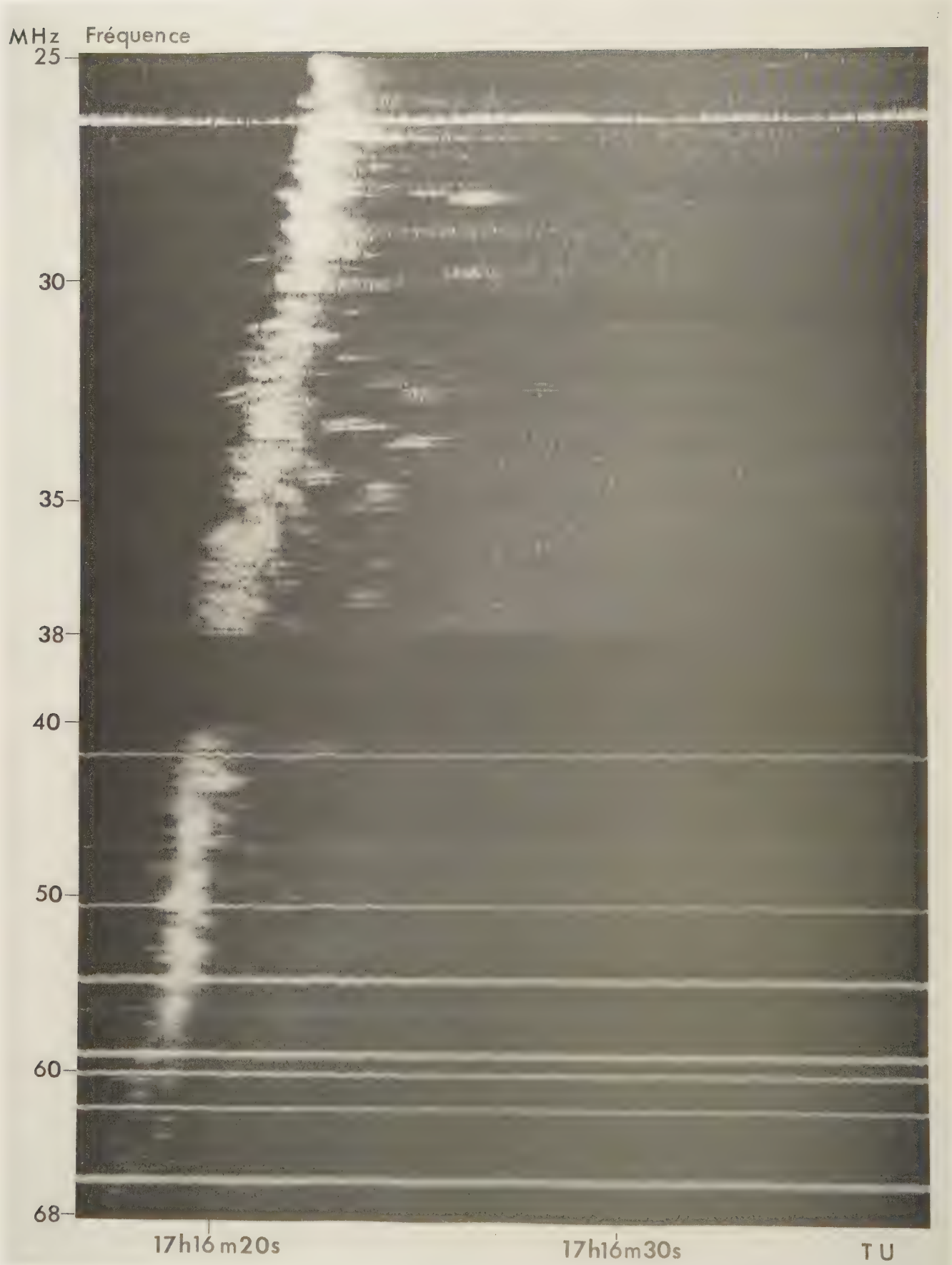


Figure 2

CHAPITRE II

LES SURSAUTS "STRIÉS"

"A pénétrer sérieusement la matière,
vous connaitrez qu'elle n'est qu'une,
qui, comme excellente comédienne joue
ici-bas toutes sortes de personnages,
sous toutes sortes d'habits."

Cyrano de Bergerac
(Voyage dans la Lune)

Fig. 2 (Ci-contre). Sursaut de type IIIb précurseur d'un sursaut de type III, observés le 8 Août 1970, à Arecibo.Les lignes blanches horizontales sont dues à des émetteurs parasites.

II - LES SURSAUTS "STRIÉS".

II.1 Les moyens d'observation.

II.1.1 Le Radiospectrographe de Nançay.

Les caractéristiques des instruments qui ont fourni les données de base sont résumées dans Boischot (1974) et dans les articles (D, E, H). L'étude détaillée des antennes, des récepteurs électroniques et du dispositif d'enregistrement est décrite dans Amaudric du Chaffaut (1971) et Rosolen (1972). Les instruments utilisés comprennent :

- deux antennes à large bande de fréquences (20-80 MHz) avec un gain constant de l'ordre de 12 dB par rapport au dipôle isotrope. Elles sont constituées par un réseau de quatre antennes dipôles à périodicité logarithmique, travaillant en polarisation verticale. Ce réseau est placé au sommet d'une tour de 10 m de hauteur, en monture altazimuthale et il est orientable : les antennes poursuivent automatiquement les sources radio.
- deux récepteurs à balayage de fréquence couvrant les bandes 20-40 et 40-80 MHz dont les bandes passantes élémentaires b sont respectivement b_1 = 15 et b_2 = 100 kHz. Les fréquences limites des récepteurs sont ajustables aux valeurs désirées ainsi que la cadence de balayage n (entre 1 Hz et 500 Hz). On peut ainsi obtenir des spectres à haute résolution en fréquence sur une bande B MHz (de 20 à 1 MHz) du moment que la condition $B < \frac{b^2}{2n}$ est satisfaite, qui assure une utilisation rationnelle d'un récepteur à balayage de fréquence.
- trois récepteurs à fréquence fixe : 60, 36.9 et 29.3 MHz permettant de faire les étalonnages de flux avec précision. Leur bande passante est 250 kHz : ils ont une meilleure sensibilité que les récepteurs à balayage.

L'enregistrement du signal se fait sur papier.

- un dispositif d'enregistrement des spectres sur film 35 mm. Le signal de sortie du récepteur, appliqué au Wenhelt d'un oscilloscope, module l'intensité du faisceau. Un balayage synchrone du balayage de fréquence est appliqué à l'axe horizontal de l'écran de l'oscilloscope qui est filmé par une caméra à défilement continu et à vitesse ajustable par pas, permettant d'obtenir la résolution temporelle désirée. La sortie de chaque récepteur est appliquée à un oscilloscope différent et un interface mécanique-optique permet de réunir les deux images sur le même film.

II.1.2 La mission à Arecibo.

Cet ensemble instrumental auquel s'est adjoint un enregistreur magnétique, a été transporté pour deux mois (Juillet-Août 1970) à l'Observatoire d'Arecibo (Porto-Rico). Une antenne spécialement étudiée à cet effet (antenne dipôle à périodicité logarithmique du type "tourniquet") fût placée au foyer du miroir de 300m de diamètre permettant l'obtention des signaux de polarisations circulaires gauche et droite ou linéaires verticale et horizontale (selon le déphasage appliqué entre les éléments) avec un gain de 35 à 45 dB par rapport à l'isotrope suivant la fréquence. Les seuils de sensibilité ainsi obtenus étaient de 5.10^{-23} W m^{-2} Hz^{-1} pour les récepteurs à fréquence fixe et 3.10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1} pour les récepteurs à balayage de fréquence. Cette expérience et les résultats préliminaires sont décrits dans l'article (B).

Dix-huit périodes d'observation furent allouées, réparties de façon intermittente entre le 15 juillet et le 16 Août 1970, totalisant 40^h d'observation du soleil à raison de 2^h30 par jour autour du passage au méridien local soit entre 15^h et 18^h T.U. Cette campagne d'observation a permis d'allier une très forte sensibilité rarement atteinte dans ce domaine

de fréquences, aux excellentes résolutions temporelle et spectrale autorisées par les récepteurs et le système d'enregistrement.

II.1.3 L'interféromètre de Clark-Lake Radio Observatory.

Cet interféromètre "Log-Periodic Array" (L.P.A.) est décrit en détail par Erickson et Kuiper (1973). Il s'agit d'un réseau de 16 antennes régulièrement espacées sur une ligne de base Est-Ouest de 3 km de longueur. Chaque antenne est constituée par un ensemble de deux antennes dipôles à périodicité logarithmique de même type que celles de Nançay, installé en monture équatoriale. Ces antennes ont un gain constant sur la bande 20-65 MHz, qui est balayée par un récepteur à la cadence de 1 Hz. La bande passante élémentaire est de 10 kHz. Cet interféromètre fournit, sans ambiguité aucune, la position des sources d'émission solaire dans la direction Est-Ouest à partir d'un système de franges d'interférences (enregistré sur Fac-similé) dont l'interfrange est $\Delta\theta = \frac{\lambda}{\ell \cos\theta}$ tandis que l'élargissement de la largeur de la frange $\delta\theta = \frac{\lambda}{16\ell \cos\theta}$ donne une estimation de la dimension des sources (λ étant la longueur d'onde, ℓ la longueur entre deux antennes et θ le complément de l'angle entre la ligne de base de l'interféromètre et le rayon-vecteur dans la direction de l'émission reçue).

Si l'on mesure la fréquence de toutes les franges à un instant donné, on peut déduire l'angle de position θ. Comme l'on mesure la position de sources radio voisines du centre du soleil dont la position est elle-même connue très précisément on pourra utiliser cette information pour calculer l'ordre de la frange k.

Pour une mesure de la fréquence de la frange f on déduit une valeur approximative de l'ordre de la frange par la relation (Gergely 1974) :

$$k' = \frac{(\sin\theta + 1.000\ 62)f}{1.362\ 695}$$

k' n'est en général pas un entier. On attribue à k la valeur entière la plus proche de k' et de la différence k' - k on déduit la position de la source radio solaire par rapport au centre du soleil.

Le soleil est observé quotidiennement entre 16^h et 24^h T.U. En Juillet-Août 1970 l'interféromètre était déjà en opération et le recouvrement de sa période d'observation journalière avec celle d'Arecibo a permis la comparaison des données spectrographiques et interférométriques dont les résultats sont analysés dans l'article (K).

II.2 Les sursauts de type IIIb.

II.2.1 Définition.

En Juillet-Août 1970, le soleil était assez actif en ondes radio décamétriques et l'activité est principalement caractérisée par du "continuum décamétrique" (Warwick 1965) ou "orage de bruit" : cela consiste en différentes sortes de sursauts généralement superposés à une émission de continuum sous-jacent quand les résolutions en temps et en fréquence du spectrographe sont suffisantes pour distinguer les sursauts du continuum. On observe des sursauts de type I, de type III, des "drift pairs" et les sursauts "split pair" découverts par Ellis et McCulloch (1966, 1967). Ces derniers sont caractérisés par une émission relativement brève, une bande étroite, quasi monochromatique d'environ 1/100° de celle des Type III environnants, une dérive de fréquence vers les basses fréquences mais surtout une organisation par deux ou trois sursauts parallèles (split pairs et triplets respectivement). Outre les paires et les triplets nos observations révèlent l'existence de très nombreux éléments simples ayant les mêmes caractères qu'un élément isolé des paires ou des triplets. Nous les avons dénommés : "stries".

Les stries, paires et triplets apparaissent soit isolément sur les spectres, soit groupés en chaines de sursauts qui dérivent régulièrement des hautes vers les basses fréquences d'une façon tout à fait similaire aux sursauts de type III. De plus la durée de ces chaines à une fréquence donnée, augmente parfois quand la fréquence décroit de même que pour les Type III. La ressemblance entre les Type III et ces chaines de sursauts nous a paru si frappante que nous les avons dénommées : sursauts de "type IIIb" (Fig. 2).

Nous allons décrire les propriétés des Type IIIb, étudiées dans les articles (E, G, K) et en déduire les conséquences quant à leur origine. L'étude des caractéristiques spectrales des stries, paires et triplets (article H) sera développée en II.3.

II.2.2 Propriétés.

Sur les 5600 stries qui ont été dénombrées sur les enregistrements obtenus à Arecibo, 5400 ont été trouvées groupées en 770 Type IIIb dont l'étude a fourni les résultats suivants :

a - Distribution.

Les Type IIIb ont été observés tous les jours, y compris les jours où le soleil était nettement plus calme. Leur nombre varie d'un jour à l'autre tout comme celui des Type III. Leur distribution montre un très net effet centre-bord en fonction de la longitude (Fig. 3), qui est cependant moins aigu que celui de la distribution en longitude des Type III.

b - Domaine de fréquences.

Nous avons observé les Type IIIb dans tout le domaine de fréquences 20-80 MHz. Depuis nos observations, Takakura et Yousef (1975) ont publié des spectres où les Type IIIb sont discernables dès 100 MHz mais pas au delà. De l'autre coté du domaine de fréquences, Baselyan et al.(1975) prétendent

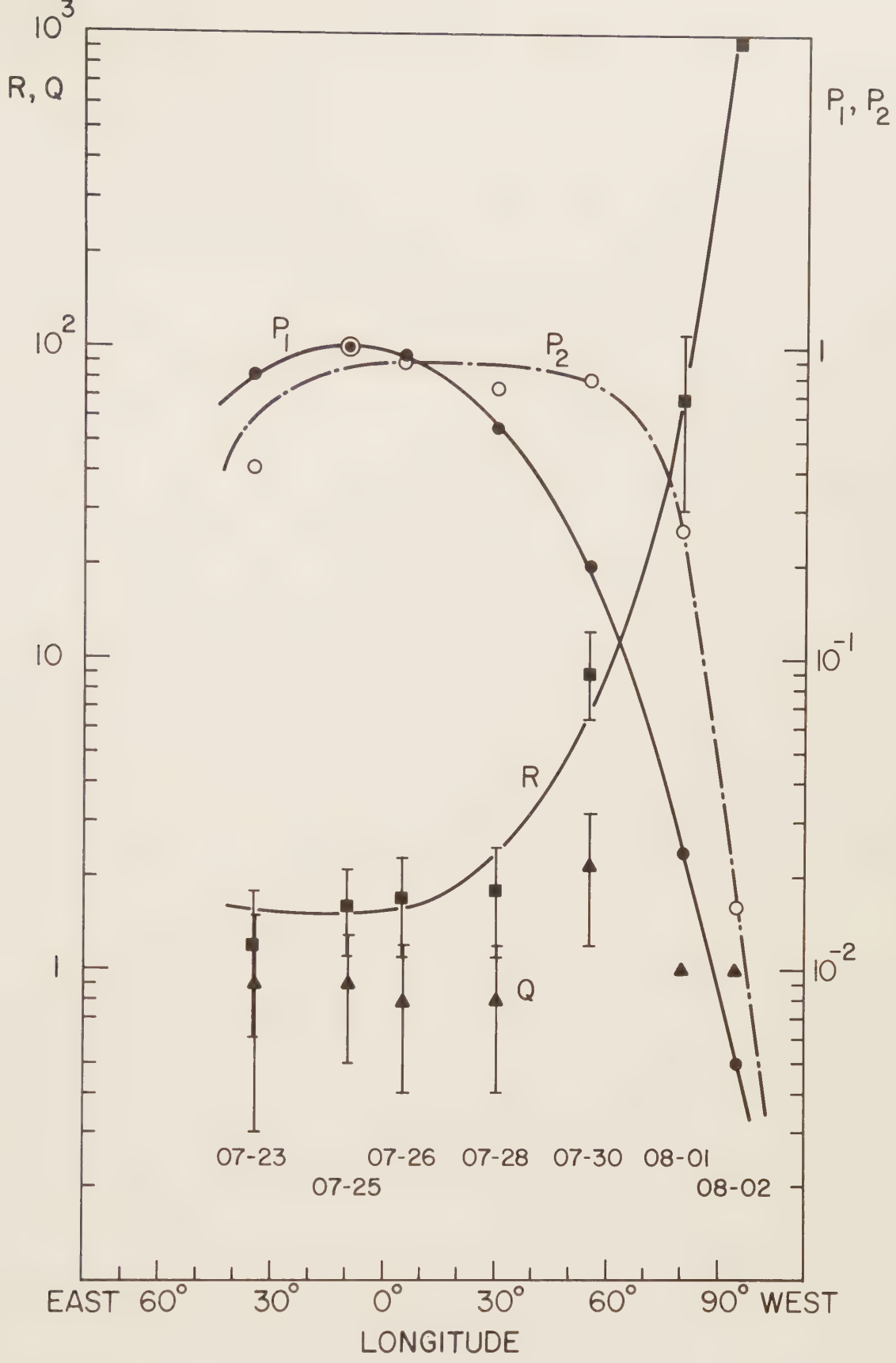


Fig. 3. Distributions P_1(●) des Type III d'orage et P_2(o) des Type IIIb en fonction de la longitude moyenne des régions actives responsables de l'activité radio décamétrique. R(■) et Q(▲) sont les rapports de probabilité des Type IIIb précurseurs et des Type IIIb superposés ou successeurs en fonction de la longitude moyenne.Cette figure se rapporte à la Période 1.

en avoir observé jusqu'à 12.5 MHz (sans en publier les spectres) et notre recherche pour la même période Juillet-Août 1970 s'est avérée infructueuse aux plus basses fréquences observées par le satellite IMP-6 et pour d'autres périodes d'observation par le satellite RAE-2.

Une estimation de la fréquence moyenne des Type IIIb a été faite en mesurant la fréquence de tous les éléments. Pour la demi-rotation solaire qui s'étend du 19 Juillet au 2 Août 1970 (Période 1) et pour celle du 4 Août au 21 Août 1970 (Période 2) nous avons trouvé respectivement les valeurs moyennes de 32 et 36.5 MHz. La fréquence moyenne varie d'un jour à l'autre et révèle un effet centre-bord (Fig. 4a) ; elle passe par un minimum quand les régions actives sont près du méridien central du soleil. Cet effet semble être dû aux variations de la limite haute fréquence des Type IIIb plutôt qu'à celles de leur limite basse fréquence. La distribution en fréquence des éléments varie également d'un jour à l'autre (Fig. 4b).

c - Dérive de fréquence.

La dérive de fréquence des Type IIIb contenant plus de trois stries, paires ou triplets, a été mesurée sur l'enveloppe du front de montée des chaines. Les histogrammes des dérives des Type III et des Type IIIb mesurées dans les mêmes conditions et dans le même domaine de fréquences (Fig. 5) montrent que les dérives sont du même ordre pour les deux types de sursauts avec une valeur moyenne de la dérive des Type IIIb légèrement supérieure à celle des Type III.

d - Phénomène "Précurseur".

257 (soit 33 %) Type IIIb précédent un Type III normal dans un intervalle de temps inférieur à 10 s (6 s en moyenne). Réciproquement 27 % des Type III sont précédés par un Type IIIb. De plus quelques Type IIIb sont superposés à un Type III ou le suivent de très près. Le nombre de ces cas est nettement

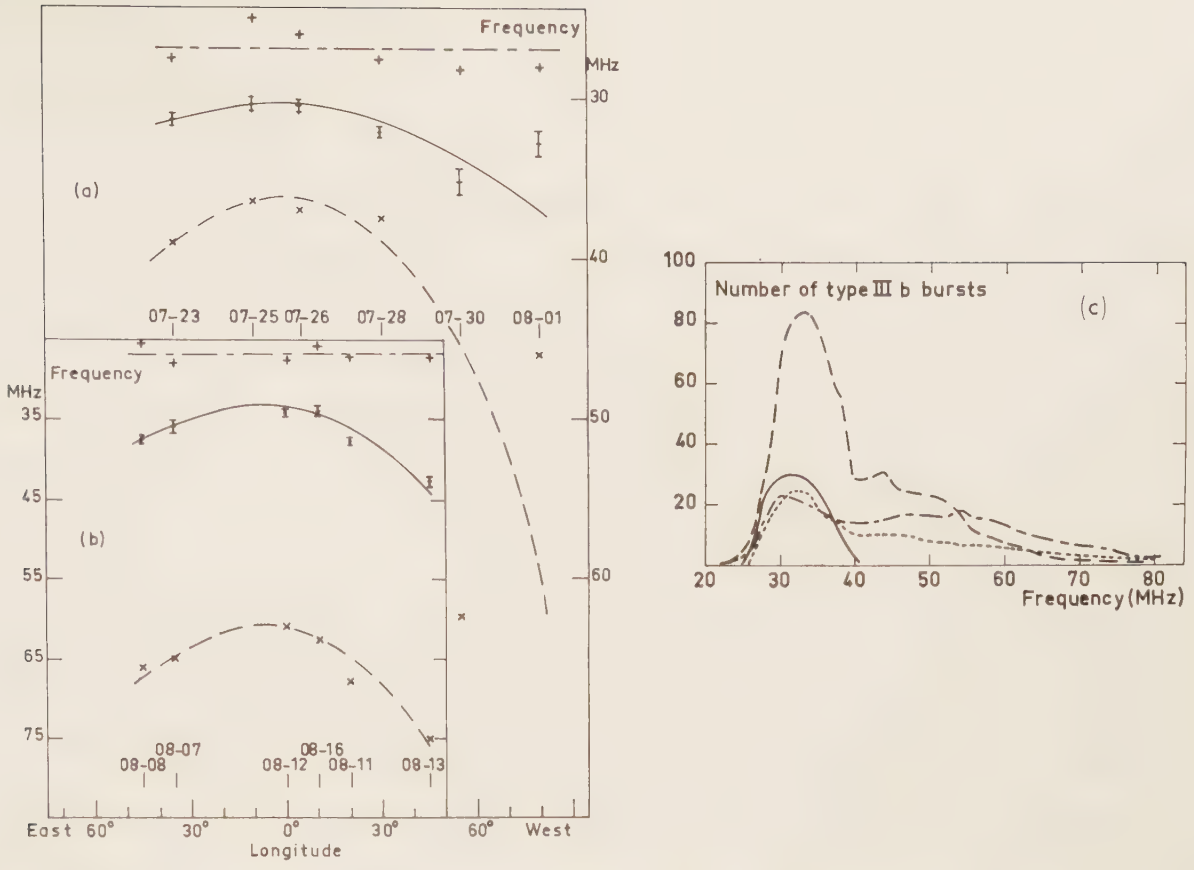


Fig. 4a-c. Fréquence moyenne journalière f de tous les éléments en fonction de la longitude moyenne des régions actives.(a) Période 1 ; (b) Période. (+) et (x) représentent respectivement la fréquence moyenne journalière des vingt éléments de plus basse et de plus haute fréquence.(c) Différentes distributions journalières des Type IIIb en fonction de la fréquence :(——) 28 Juillet ; (----) 30 Juillet ; (— — —) 11 Août ; (-.-.-) 13 Août 1970.

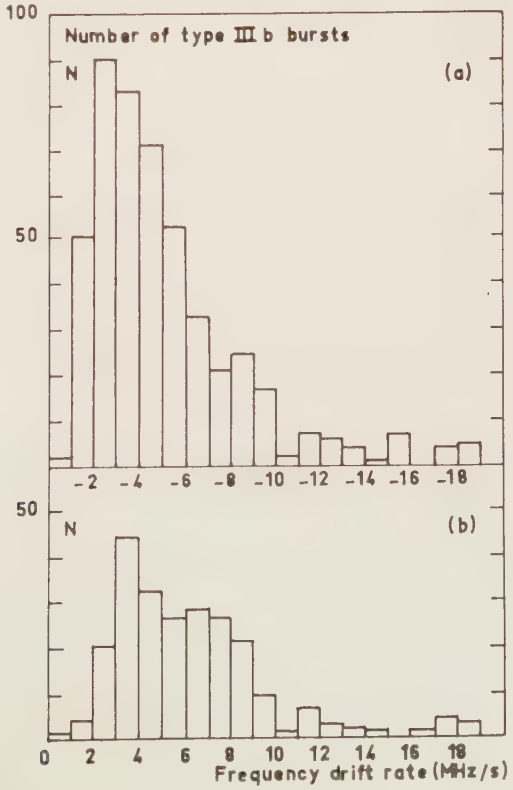


Fig. 5a-b. Histogramme des dérives de fréquence des Type IIIb (a) et des Type III (b).

plus restreint que celui des précurseurs. Afin de vérifier que l'association du Type IIIb avec un Type III n'était pas due au hasard, nous avons appliqué une méthode statistique développée par Gergely et Erickson (1975) à nos observations en déterminant le rapport R de la probabilité effectivement mesurée et de la probabilité d'association par chance d'un Type IIIb et d'un Type III dans un intervalle de 6s. Selon que le rapport est voisin de 1 ou très supérieur à 1, l'association Type IIIb/Type III est aléatoire ou réelle. Ce rapport a été estimé pour chaque jour d'observation et tracé en fonction de la longitude moyenne des régions optiques associées (Fig.3):

- pour les Type IIIb précurseurs, R est de l'ordre de 1 pour les faibles longitudes autour du méridien central mais il augmente nettement pour des sources aux longitudes supérieures.
- pour les Type IIIb superposés et successeurs R reste voisin de 1 quelle que soit la longitude moyenne.

e - Nombre de sursauts striés par Type IIIb.

Le nombre de stries, paires et triplets varie énormément d'un Type IIIb à un autre. Il y a une variation continue entre la chaine de deux sursauts et la chaine très dense de plus de 30 sursauts striés (Fig. 6c). Si à cet histogramme on rajoute le nombre de sursauts isolés (220) on s'aperçoit qu'il s'accorde parfaitement ; en conséquence les sursauts élémentaires isolés doivent être considérés comme des Type IIIb réduits à un seul sursaut strié.

Le nombre de stries, paires et triplets dans un Type IIIb précurseur est en moyenne plus grand que dans les Type IIIb isolés. Parfois il y a tant de sursauts striés qui se superposent que le Type IIIb pourrait paraître sans structures s'il était observé par un instrument à faible résolution de fréquence.

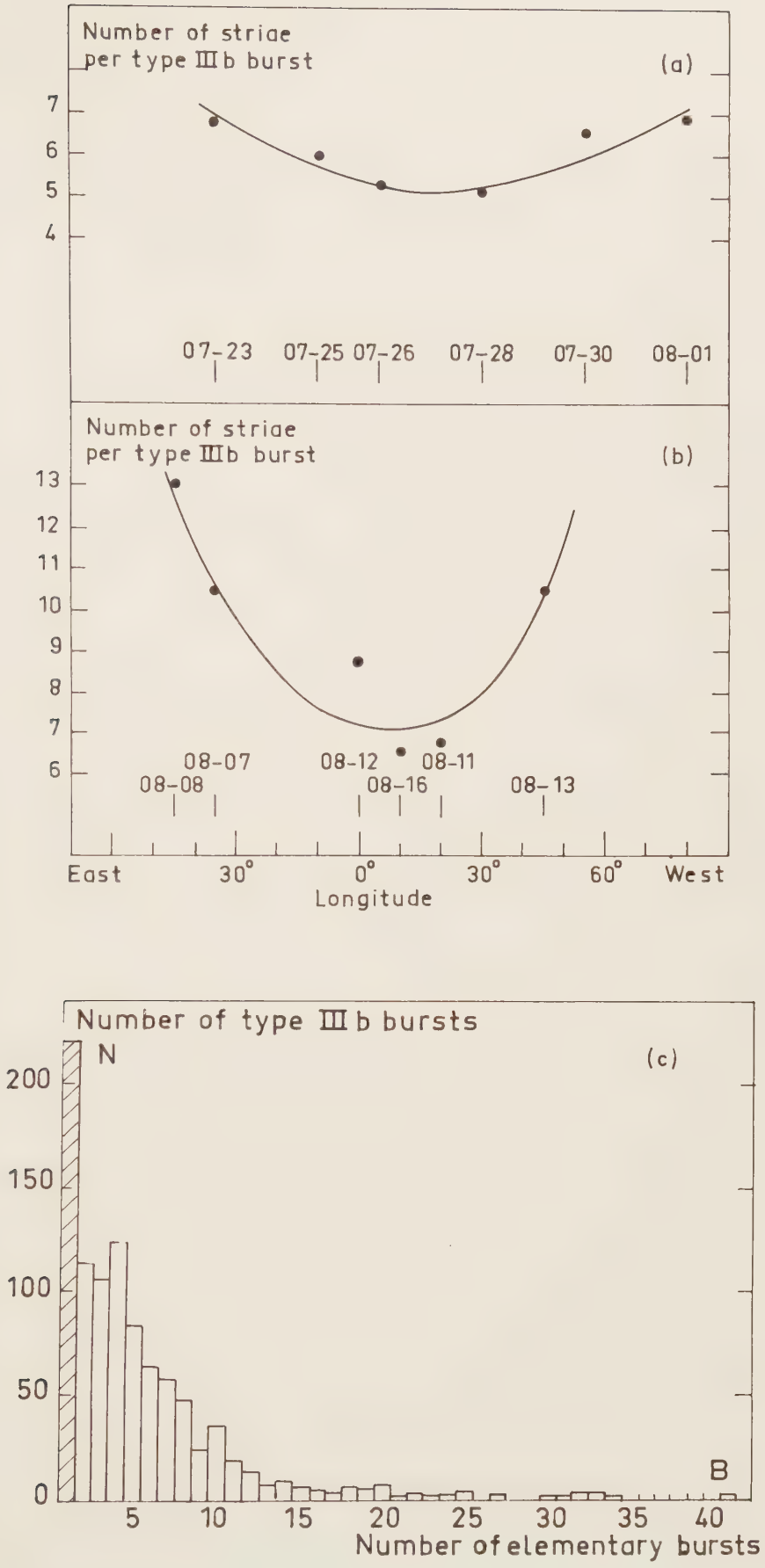


Fig. 6a-c. Variation du nombre moyen journalier d'éléments par Type IIIb en fonction de la longitude moyenne des régions actives.(a) Période 1 ;(b) Période 2.(c) : Histogramme du nombre B de stries,paires et triplets dans les Type IIIb.On voit nettement que le nombre de sursauts isolés (B=1,hachuré) s'accorde parfaitement avec la courbe.

Le nombre moyen de stries par Type IIIb varie d'un jour à l'autre et le diagramme en fonction de la longitude montre qu'il passe par un minimum au centre du soleil (Fig. 6a, b).

f - Durée.

La durée d'un Type IIIb à une fréquence donnée n'est pas forcément égale à celle des éléments striés : en particulier si plusieurs stries se succèdent à des fréquences très voisines. On a également observé une certaine dispersion en temps (1 à 2s) du début des éléments striés le long du front de montée du Type IIIb.

Comme on le verra dans la section III.3.1 la durée des stries varie avec la fréquence comme pour les Type III. En utilisant les mesures de durée faites par Aubier et Boischot (1972) aux trois fréquences 60, 36.9 et 29.3 MHz, un rapport moyen 4.5 $\pm$ 1.0 a été déduit entre la durée du Type III et la durée moyenne des stries à une fréquence donnée.

g - Position.

La comparaison des spectres obtenus à Arecibo (parfois complétés par ceux de Fort Davis Observatory afin d'augmenter l'échantillon statistique) et des enregistrements interférométriques à balayage de fréquence de C.L.R.O. a permis de mesurer la position de 110 Type IIIb dont 55 précurseurs de Type III. La position radio donnée par l'interféromètre est valable si la bande passante instantanée du sursaut considéré est supérieure à la bande de fréquences de la frange d'interférences au même instant. Il est évident que cette condition n'est pas strictement respectée pour les Type IIIb mais le manque de résolution temporelle de l'interféromètre permet de considérer l'ensemble des différentes stries agglutinées au voisinage d'une fréquence. La position mesurée n'est pas celle de chaque strie mais de l'ensemble des stries voisines. On peut déduire les résultats suivants :

1) Quelle que soit la fréquence à laquelle les positions sont mesurées entre 20 et 65 MHz, la position des Type IIIb coïncide avec celle des sources de Type III d'orage toujours présentes ce jour là.

2) Le diagramme (Fig. 7) de la différence des positions du Type IIIb précurseur et du Type III à une même fréquence en fonction de la position du Type III montre que les deux sursauts ont des positions identiques en moyenne puisqu'aucun effet systématique ne peut être décelé à l'intérieur de l'incertitude de mesure.

h - Intensité.

Les Type IIIb ont des pics d'intensité du même ordre de grandeur que ceux des Type III d'orage soit au maximum $10^{-20} Wm^{-2} Hz^{-1}$. Le Type IIIb précurseur est systématiquement un peu plus intense que le Type III à une même fréquence (Fig. 8, article E).

j - Relation Fondamental/Harmonique.

Un simple coup d'oeil au phénomène Type IIIb précurseur d'un Type III (Fig. 2) suggère immédiatement que la relation privilégiée qui les lie pourrait être du type émission fondamentale/harmonique (F/H) de la fréquence de plasma local f_p.

La mesure du rapport r de la fréquence du Type III et du Type IIIb à un instant donné conduit à des valeurs de r fortement dispersées (Fig. 8) centrée autour de la valeur moyenne 1.75 ± 0.15. La dispersion des mesures est réelle bien que la précision ne soit pas excellente à cause du caractère discret du Type IIIb, principalement. La valeur trouvée est inférieure à celle mesurée sur les Type U et J inversés par Stewart (1965) et les Type II par Roberts (1959). Une relation F/H ne pouvait donc être déduite en toute sécurité de ces mesures.

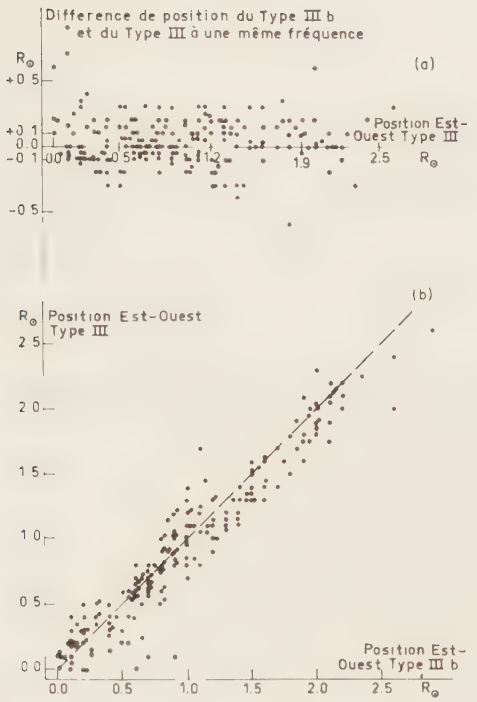


Fig. 7a-b. (a) Différence des positions Est-Ouest des Type IIIb précurseurs et de leur Type III associé ,à une même fréquence en fonction de la position du Type III.Toutes les mesures à différentes fréquences ont été rassemblées.(b) Position Est-Ouest du Type III en fonction de la position Est-Ouest du Type IIIb précurseur.

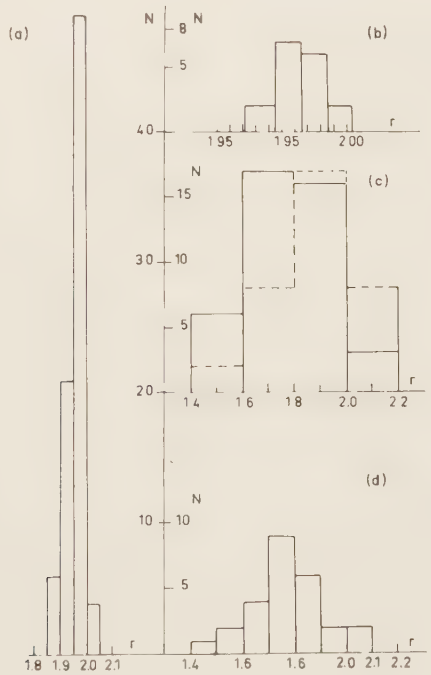


Fig. 8a-d. Histogrammes du rapport $r=f_H/f_F$ mesuré :(a) sur 80 structures à bande étroite de 19 Type II (Roberts,1959) avec $\bar{r}= 1.955 \pm 0.02$; (b) sur 17 Type II (Roberts,1959) avec $\bar{r} = 1.965 \pm 0.02$; (c) sur 42 Type U inversé (Stewart,1975) : (——) r mesuré au point de fréquence minimum avec $\bar{r}= 1.80 \pm 0.14$; (---) r mesuré à la fréquence de démarrage avec $\bar{r}= 1.91 \pm 0.15$; (d) sur 27 Type IIIb/Type III avec $\bar{r}= 1.75 \pm 0.20$.

De plus, plusieurs observations supplémentaires ont conduit à suggérer plutôt une relation Type IIIb précurseur de Type III (article E) :

- la ressemblance morphologique frappante entre les Type IIIb et les Type III dans un même domaine de fréquences,
- l'observation quasi simultanée du Type IIIb précurseur et du début du Type III à une fréquence donnée, sans laps de temps,
- des différences importantes entre les caractéristiques spectrales des deux types de sursauts.

D'autre part nous n'avons jamais observé de Type IIIb qui pouvaient être associés en paires F/H, contrairement à Ellis (1969 a).

L'ensemble des propriétés décrites ci-dessus (a à j) permet de déduire des indications importantes sur la nature de l'excitateur des sursauts de type IIIb, leur mode d'émission et des propriétés du rayonnement.

II.2.3 Conséquences.

Les sursauts de type III sont essentiellement caractérisés par la dérive rapide de la fréquence centrale de l'émission dans le temps. Wild et al. (1954) ont suggéré l'hypothèse que les Type III seraient émis par le passage de faisceaux de particules rapides non relativistes à travers la couronne solaire. L'instabilité faisceau-plasma exciterait des ondes de plasma longitudinales à la fréquence du plasma local f_p, lesquelles seraient ensuite converties en ondes électromagnétiques transverses dont le rayonnement se propage jusqu'à l'observateur. A la suite de controverses sur la nature des particules (électrons ou protons) la question a été récemment tranchée (Lin et al. 1973) grâce à l'observation in situ d'électrons associés à des Type III émis à de très basses fréquences. Ces électrons ont des énergies comprises entre 200 keV et 5 keV et se déplacent à une vitesse

moyenne de c/3.

a - Nature de l'agent excitateur.

Même domaine de fréquences, mêmes fréquences d'apparition, même dérive de fréquence du front de montée, même valeur de la dérive pour un Type IIIb et son Type III associé ; toutes ces propriétés suggèrent non seulement l'appelation du Type IIIb mais surtout que ces sursauts sont produits par un excitateur de même nature que celui des Type III : un faisceau d'électrons se déplaçant à la vitesse c/3.

b - Unicité de l'agent excitateur.

Le fort pourcentage de Type IIIb trouvés précurseurs d'un Type III, la même position à une même fréquence, la même dérive de fréquence suggèrent que le Type IIIb et le Type III associés sont produits par un seul et même faisceau d'électrons plutôt que par deux faisceaux successifs.

c - Différence des mécanismes d'émission.

D'un autre coté plusieurs propriétés du rayonnement sont différentes pour les Type IIIb et les Type III, par exemple : la distribution en longitude pour un même orage d'où l'on a pu déduire (Article 6) que le rayonnement du Type IIIb est plutôt émis en faisant un grand angle avec la direction du champ magnétique local alors que celui des Type III est émis parallèlement à celui-ci. Autres exemples : la durée moyenne à une même fréquence et d'autres paramètres spectraux étudiés ultérieurement (Section II.3) comme la bande instantanée de fréquences, la polarisation circulaire et le caractère discontinu du Type IIIb. De telles différences dans les propriétés du rayonnement suggèrent des mécanismes différents.

Etant donné que l'hypothèse plasma explique à peu près correctement les sursauts de type III, malgré certaines ambiguités et difficultés encore non résolues, plusieurs solutions peuvent être suggérées pour le mécanisme du Type IIIb :

Hypothèse A : Les Type IIIb seraient créés par la séquence suivante :

- excitation d'oscillations de plasma par une instabilité faisceau-plasma comme pour les Type III avec la différence que celles-ci seraient excitées en avance sur celles qui engendrent le Type III par le front de la distribution du faisceau c'est-à-dire les électrons les plus rapides,
- conversion en ondes électromagnétiques par un processus différent et plus bref que ceux généralement admis pour les Type III.

Ces deux propositions peuvent d'ailleurs se combiner pour expliquer le phénomène précurseur.

Hypothèse B : Le Type IIIb et le Type III sont produits par l'excitation d'une même source d'oscillations de plasma à la fréquence du plasma local f_p, ensuite converties en ondes électromagnétiques par les processus généralement admis pour les Type III :

a) ondes tranverses au voisinage de f_p, dues à la diffusion des ondes de plasma sur les fluctuations de densité ionique,

b) ondes transverses à la fréquence harmonique 2fp, dues à la coalescence de deux ondes de plasma.

Deux variantes sont possibles :

Variante 1 - Le Type IIIb et le Type III sont émis par le même mode de conversion soit fondamental soit harmonique selon les écoles (paires f-h discutées par Daigne (1975b).

Variante 2 - Le Type IIIb (précurseur) est émis par le mode de conversion fondamental tandis que le Type III est émis par le mode de conversion harmonique.

d - Mode d'émission.

Le mode de conversion par lequel sont émis les sursauts de type III est le sujet de vives discussions actuellement d'un point de vue théorique comme

observationnel. Un travail de comparaison des caractéristiques spectrales des sursauts de type III dans les paires de Type III fondamental-harmonique a été fait par Rosenberg (1975) qui en a ensuite utilisé les résultats pour un test de l'hypothèse fondamental/harmonique (F/H) et de l'hypothèse des sursauts successifs. Il conclut que c'est cette dernière solution qui explique le mieux les observations et qui conduit à un minimum d'incohérences par rapport à l'hypothèse F/H. En conséquence une grande partie des sursauts de type III serait plutôt émise par le mode de conversion harmonique de la fréquence de plasma local. Daigne et Pedersen (1974) et Daigne (1975a) ont analysé un grand nombre de paires de Type III d'un point de vue corrélation d'intensité des sursauts à un même instant et à une même fréquence également. Ils arrivent à la même conclusion que Rosenberg ; il faut préciser que cette conclusion s'adresse à des paires de Type III considérés peut-être un peu rapidement comme paires harmoniques par certains observateurs mais cela n'exclut pas (au contraire) que des sursauts soient réellement associés en paires fondamental-harmonique, par exemple : sursauts de type U et J inversés dont certaines propriétés diffèrent de celles des paires de Type III ordinaires (Stewart 1975a).

Tournons-nous maintenant vers le Type IIIb associé à un Type III, la même ambiguité existe et c'est une mesure de prudence que d'avoir envisagé le phénomène "précurseur" plutôt que la relation F/H en attendant d'y voir plus clair.

Maintenant que nous sommes au pied du mur il faut opter : nous rejettons l'hypothèse B et ses deux variantes car :

- les caractéristiques spectrales des deux types de sursauts sont trop différentes pour qu'ils soient émis par le même spectre d'oscillations de plasma et le même mode de conversion à une même fréquence (variante 1) ;
- les preuves d'une relation F/H entre les deux types de sursauts sont trop faibles pour adopter la variante 2 en toute sécurité, malgré le magnifique contre-exemple observé par Stewart (1975b).

Par contre la présomption de relation F/H suggère plutôt que si les Type III sont émis à la fréquence harmonique 2 fp (Rosenberg 1975, Daigne 1975b), les Type IIIb sont émis à une fréquence proche de f_p par un autre mécanisme que celui des Type III. Nous choisissons donc l'hypothèse A.

e - Echappement continu des particules.

Dans un Type IIIb le nombre de sursauts striés peut varier énormément. Certains Type IIIb sont réduits à un seul élément pour lequel on doit admettre l'existence d'un faisceau d'électrons excitateurs. En extrapolant en deçà, on peut imaginer qu'il existe un très grand nombre de faisceaux d'électrons semblables à ceux qui engendrent les Type IIIb et les Type III d'orage, qui traverseraient l'atmosphère solaire sans créer d'émission radioélectrique.

A cause de la forte densité de sursauts observés au cours d'un orage décamétrique par intervalle de temps, à la limite on peut imaginer un échappement quasi-continu d'électrons non relativistes à travers la couronne solaire au cours des périodes d'orage. Cependant on n'observerait des sursauts que lorsque les conditions appropriées de formation des faisceaux d'électrons et d'émission du rayonnement seraient réunies. L'intérêt d'une telle hypothèse réside dans l'alternative qu'elle propose au stockage ou à l'accélération locale des faisceaux d'électrons à haute altitude coronale

laquelle peut être estimée à partir de la fréquence d'apparition des sursauts d'orage de type III et de type IIIb.

En résumé l'étude des propriétés des chaines de sursauts striés nous a permis de préciser la nature de l'agent excitateur des Type IIIb, d'associer étroitement le Type IIIb précurseur au Type III, de faire des hypothèses sur les processus susceptibles de créer ces sursauts et même d'imaginer une alternative au problème de l'accélération des particules dans la haute couronne solaire.

II.3 Stries, Paires et Triplets.

II.3.1 Méthode de Mesure.

Quoique le nombre de stries dénombrées soit de 5600, seulement 4700 d'entre elles ont été mesurées. La sélection est due à la qualité des enregistrements qui n'était pas toujours parfaite, à la faible intensité de certains sursauts qui ne permettait pas de les distinguer nettement du Continuum sous-jacent et à la superposition des sursauts. Un certain nombre de paramètres ont été mesurés qui sont définis dans la Figure 9 :

f = la fréquence centrale de l'élément au début de l'émission,

Δt = la durée totale de l'élément,

Δf = la largeur de bande instantanée,

df/dt = la dérive de fréquence,

ainsi que les paramètres spécifiques des paires et des triplets :

δt = le retard en temps entre le début des composantes,

δf = l'intervalle de fréquences entre les fréquences centrales des composantes,

q = le rapport des intensités relatives des composantes.

Pour chaque paramètre on a déterminé les valeurs moyennes

- en fonction de la catégorie des sursauts : stries, paires ou triplets (on appelera "élements" l'ensemble des stries constitué par les stries seules + les stries composantes des paires et des triplets),
- pour chaque jour d'observation et pour chacune des deux périodes qui correspondent à une demi-rotation solaire :

a) Période 1 : 23, 25, 26, 28, 30 Juillet et 1 Août 1970 ;

b) Période 2 : 7, 8, 11, 12, 13 et 16 Août 1970.

Toutes les mesures ont été faites à partir des films d'enregistrement. Il était donc difficile d'estimer les valeurs mesurées par rapport à l'intensité maximum du sursaut. En utilisant les enregistrements à fréquence fixe, on a déterminé le rapport des durées mesurées sur le film et des durées à mi-puissance à fréquence fixe pour les trois fréquences : 60, 36.9 et 29.3 MHz. Pour les 100 cas où l'estimation était possible, le rapport a une valeur moyenne : 0.98 ± 0.04. On admettra donc que les valeurs moyennes données aussi bien pour les paramètres temporels que de fréquence correspondent à des estimations à mi-puissance.

II.3.2 Caractéristiques spectrales.

II.3.2.1 Paramètres communs à tous les éléments.

a - Répartition

La répartition des 4700 éléments mesurés se décompose comme suit :

2940 stries uniques,

1500 stries groupées en 750 paires,

255 stries groupées en 85 triplets.

On observe que la production des triplets est 10 % de celle des paires qui est elle-même 25 % de celles des stries seules.

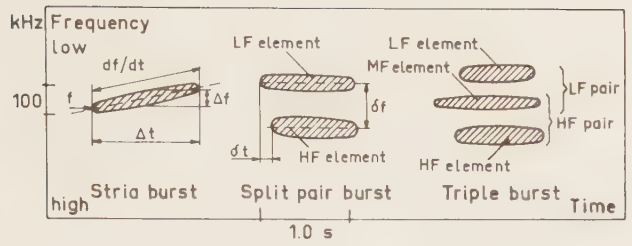
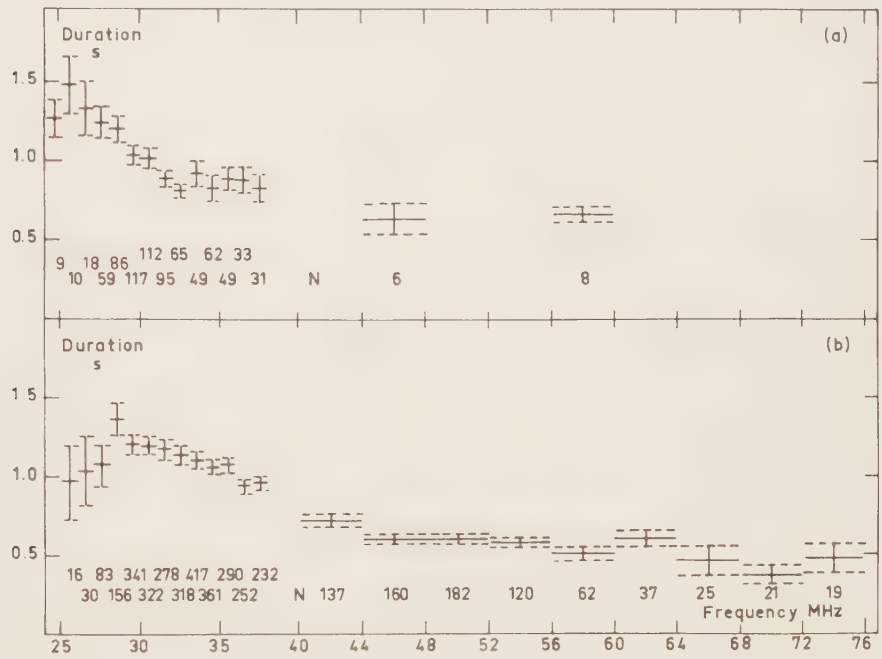


Fig. 9. Schéma des sursauts strie,paire et triplet tels que l'on peut les observer en moyenne dans le plan f-t.Les symboles des paramètres sont définis dans le texte.



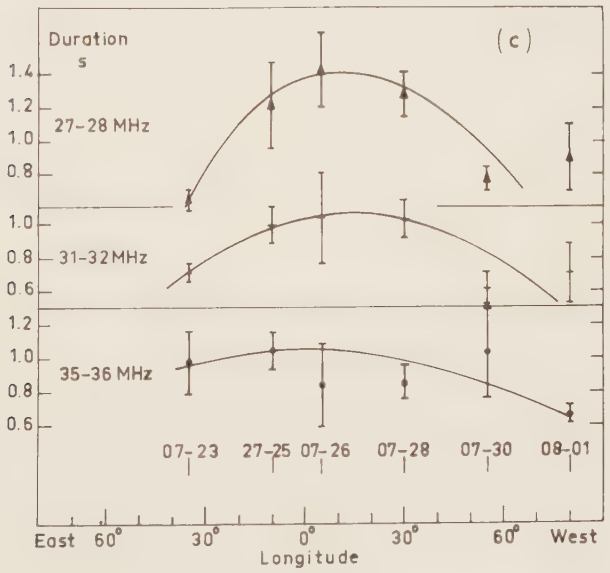


Fig. 10a-c. Durée moyenne des éléments en fonction de la fréquence.N est le nombre moyen d'éléments dans chaque canal de fréquences de 1 ou 4 MHz de largeur respectivement dans les bandes 20-40 et 40-80 MHz.(a) Période 1; (b) Période 2. (c) Durée moyenne journalière des éléments en fonction de la longitude moyenne des régions actives à trois fréquences différentes au cours de la Période 1.

Par conséquent dans un échantillon d'éléments, 37 % des stries sont susceptibles d'être associées en paires et triplets.

b - Durée.

- Il n'existe pas de différence entre la durée des stries seules et celle des éléments composant les paires et les triplets.
- La durée moyenne de tous les éléments (indépendamment de leur fréquence) est différente selon la période d'observation :

$\overline{\Delta t}$ = 1.00 $\pm$ 0.04 s Période 1

$\overline{\Delta t}$ = 1.15 $\pm$ 0.04 s Période 2 dans le domaine 20-40 MHz

et selon le domaine de fréquence :

$\overline{\Delta t}$ = 0.60 $\pm$ 0.05 s Période 2 dans le domaine 40-80 MHz.

- La dispersion des durées varie également selon la période :

Période 1 : de 0.2 à 3.5 s pour 850 éléments,

Période 2 : de 0.15 à 2.5 s pour 3850 éléments.

- La durée moyenne des éléments décroit quand la fréquence augmente selon une loi exponentielle (Fig. 10ab). Une telle variation n'est pas systématiquement observée dans un même Type IIIb par suite de l'agglutination de plusieurs stries à des fréquences voisines et de la dispersion de leurs débuts.
- La durée moyenne à une fréquence donnée peut varier d'un jour à l'autre. Tracée en fonction de la longitude des sources, elle passe par un maximum pour les longitudes faibles. L'effet est surtout visible à des fréquences inférieures à 35 MHz et il augmente quand la fréquence décroit (Fig. 10c).
- Une nouvelle catégorie d'éléments (éliminés des statistiques précédentes) a été observée, dont la principale propriété est la durée nettement plus

longue que les valeurs supérieures de la distribution des durées des éléments ordinaires :

i - $\overline{\Delta t}$ = 5.0 $\pm$ 0.9 s, Période 1 ; Ces éléments sont identiques à des éléments ordinaires si ce n'est que leur durée est plus longue. Ils sont observés seulement les 26 et 30 Juillet 1970 (Fig. 1b, article H).

ii - $\overline{\Delta t}$ = 10.0 $\pm$ 1.5 s, Période 2 ; Ce sont des stries ordinaires suivies par une longue queue d'intensité légèrement plus faible et de même largeur de bande étroite. Ils ont été dénommés : "éléments persistants" (trailing stria bursts). Ils sont isolés ou groupés en paires et triplets comme les stries ordinaires. Ils ne représentent que 2 % du nombre total des éléments de la Période 2. Ils ont lieu soit dans un même Type IIIb sans strie ordinaire (Fig. 1c, article H) soit isolément dans un Type IIIb normal et si celui-ci est précurseur, la queue se distingue nettement du Type III qui suit.

c - Largeur de bande instantanée.

- Pour les observations effectuées sur un domaine de fréquences réduit (29-32 MHz) de sorte que la bande passante nominale du récepteur (15 kHz) est encore atteinte effectivement sur les films d'enregistrement, on a obtenu une valeur moyenne de la largeur de bande de 60 kHz, les valeurs étant dispersées entre 15 et 300 kHz (Fig. 11a).
- Par contre pour le domaine 20-40 MHz, la résolution nominale n'est plus respectée et l'estimation de la valeur moyenne est contestable. Cependant la distribution des largeurs de bande (Fig. 11 ab) montre que l'histogramme a un maximum vers 100 kHz, et ce pour les deux périodes d'observation.
- Dans le domaine 40-80 MHz la résolution du récepteur n'est que de 100 kHz. La distribution des largeurs de bande pour la Période 2 (Fig. 11c) fournit

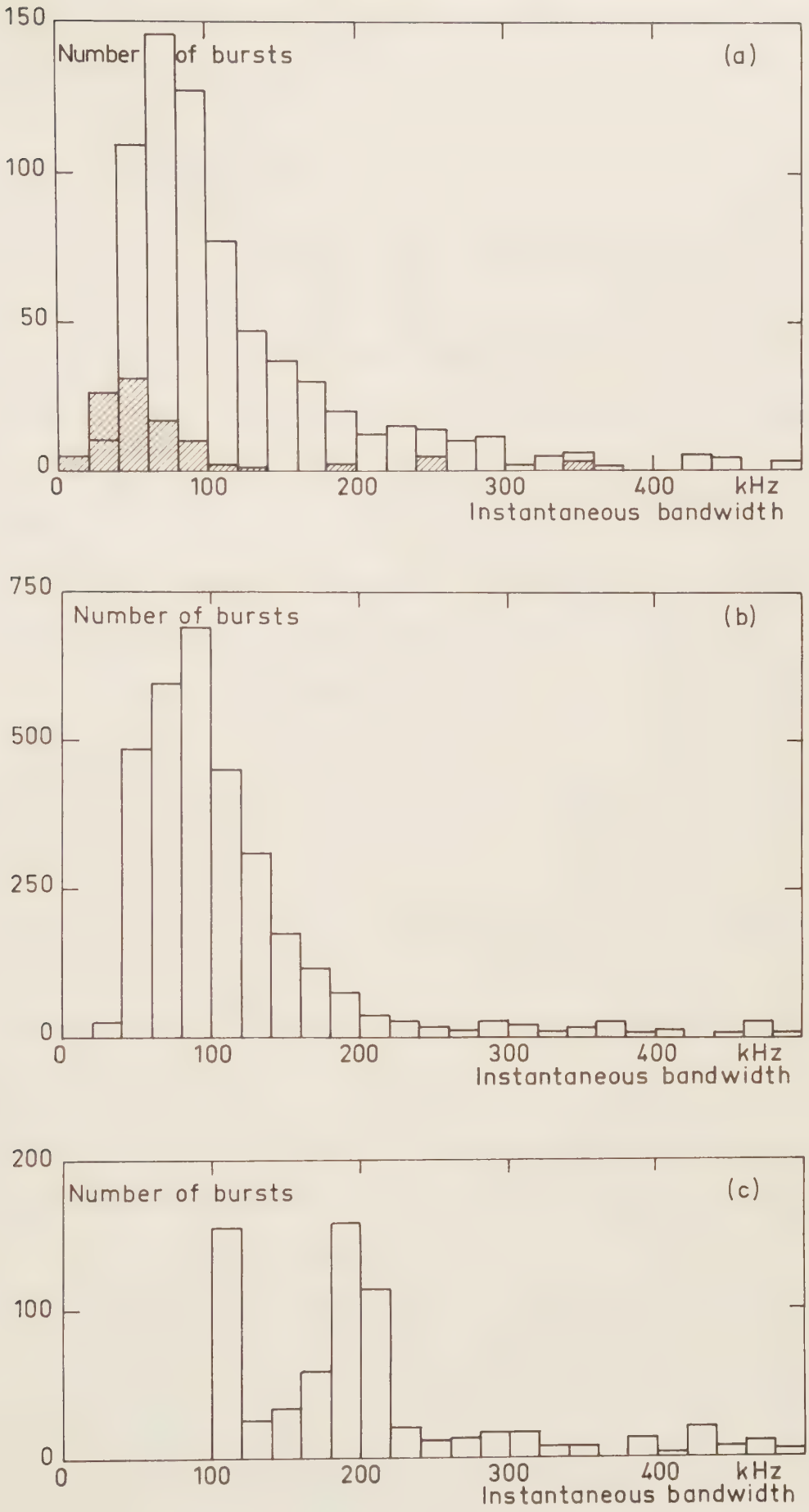


Fig. 11a-c. Histogrammes de la largeur de bande instantanée des éléments (a) dans la bande 29-32 MHz (hachuré) et 20-40 MHz pour la Période 1; (b) dans la bande 20-40 MHz pour la Période 2; (c) dans la bande 40-80 MHz pour la Période 2.

un maximum de l'histogramme vers 200 kHz. Une telle valeur est probablement due au fait que des paires et des triplets dont la séparation en fréquence (cf section II.3.2) δf est inférieure à la résolution du récepteur sont observés comme des stries très larges.

- Le Tableau 2 (article H) montre que les stries seules ont une largeur de bande plus large que les stries composant les paires et les triplets dans le rapport 1.5/1.
- Un effet d'élargissement a été observé sur certaines stries dont la largeur de bande ne reste pas constante sur toute leur durée. Cet effet observé vers le milieu de la strie est très variable quantitativement : de 1 à 4 fois la largeur de bande initiale.
- Un certain nombre de stries ont une largeur de bande naturelle exceptionnellement large (Fig. 1d, article H) de 500 kHz à 1 MHz.
- La largeur de bande ne semble pas dépendre de la fréquence centrale de l'élément.
- Aucune variation monotone n'a été observée en fonction de la longitude des sources.
- La largeur de bande de l'élément MF dans le triplet est légèrement inférieure à celles des éléments LF et HF qui sont du même ordre de grandeur.

d- Dérive de fréquence.

La méthode de mesure ne permettait pas d'estimer des dérives de valeur inférieure à $|10|$ kHz/s : on désignera par dérive nulle des valeurs comprises entre $\pm$ 10 kHz/s.

- Le pourcentage d'éléments à dérive nulle varie selon la période ainsi que la valeur moyenne des dérives :

  Période 1 : 73 % d'éléments à dérive nulle, $\overline{\frac{df}{dt}} = -18$ kHz/s ;

Période 2 : 87 % d'éléments à dérive nulle, $\overline{\frac{df}{dt}} = -10$ kHz/s .

- Les éléments de longue durée (Période 1) ont toujours une dérive non-nulle.

  Les éléments persistants (Période 2) ont toujours une dérive nulle.
- Au cours des deux périodes, 10 éléments seulement ont été observés posséder une dérive positive entre 10 et 110 kHz/s.
- La majorité des dérives est dispersée entre 0 et - 150 kHz/s (vers les basses fréquences).
- Les variations de dérive moyenne d'un jour à l'autre sont aléatoires et ne présentent pas d'évolution monotone en fonction de la longitude des sources.
- Le fait que les éléments soient affectés d'une dérive non-nulle semble être aléatoire aussi bien dans un même Type IIIb que d'un jour à l'autre.

e - Polarisation.

L'analyse de la polarisation circulaire des sursauts consistait, étant donné notre système d'enregistrement, à comparer les intensités relatives du même sursaut sur les deux canaux de polarisation circulaire droite et gauche. Le système d'enregistrement ne permettant pas la mesure exacte des paramètres de polarisation nous nous sommes attachés aux sursauts fortement polarisés et aux changements de sens.

- 60 % des éléments montrent un certain degré de polarisation circulaire . Ce nombre correspond donc à une limite inférieure puisque l'estimation dépend énormément de l'intensité des sursauts.
- Le pourcentage d'éléments polarisés est variable d'un jour à l'autre de même que le sens de polarisation qui prédomine.
- Dans un même Type IIIb il y a un sens de polarisation prédominant bien que quelques éléments puissent être non-polarisés ou polarisés en sens inverse.

- le taux de polarisation varie d'un élément polarisé à l'autre même dans un Type IIIb donné de 0 (non polarisé) à 1 (totalement polarisé).
- Les éléments persistants ne sont pas polarisés.
- Dans une paire ou un triplet, les composantes sont polarisées dans le même sens bien que le taux de polarisation puisse varier légèrement d'une composante à l'autre.
- Aucune évidence de polarisation linéaire n'a été détectée pour les 344 éléments enregistrés le jour où la phase des antennes avait été ajustée pour recevoir cette polarisation.

f - Relation fondamental-harmonique.

Ellis et McCulloch (1967) et Ellis (1969) ont révélé que les paires pouvaient être associées par deux, une paire étant située à une fréquence moyenne harmonique de l'autre. Notre recherche pour de telles associations est restée vaine à part quelques rares cas possibles dont le nombre n'est pas significatif.

II.3.2.2 Paramètres propres aux paires et aux triplets.

a - Intervalle de fréquences.

- La mesure sur les spectres obtenus en bande réduite (29-32 MHz) en Période 1 fournit des valeurs de l'intervalle de fréquence dispersées entre 20 et 200 kHz autour d'une valeur moyenne de 100 $\pm$ 10 kHz (Fig. 12a).
- La mesure sur les spectres dans la gamme 20-40 MHz donne une valeur du maximum de la distribution des intervalles de 100 $\pm$ 10 kHz (Fig. 12 ab) pour les deux périodes.
- Dans le domaine 40-80 MHz (Période 2) la valeur maximum de la distribution se situe vers 190 $\pm$ 30 kHz alors qu'un fort pourcentage (46 %) d'intervalles semble être inférieur à 100 kHz et ne peut être résolu par le récepteur (Fig. 12c).

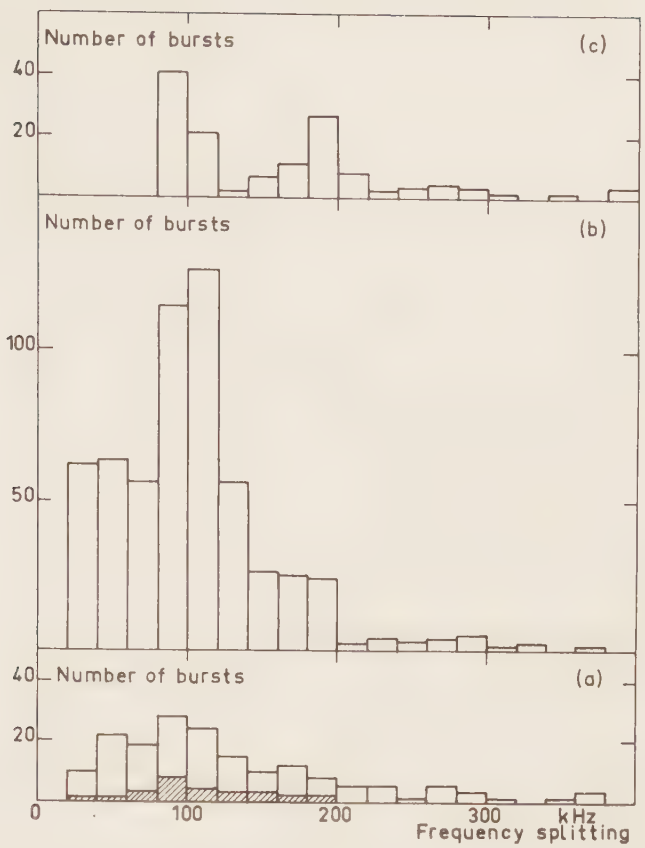


Fig. 12a-c. Histogrammes de l'intervalle de fréquences des paires et triplets (a) dans la bande 29-32 MHz (hachuré) et 20-40 MHz pour la Période 1; (b) dans la bande 20-40 MHz pour la Période 2; (c) dans la bande 40-80 MHz pour la Période 2.

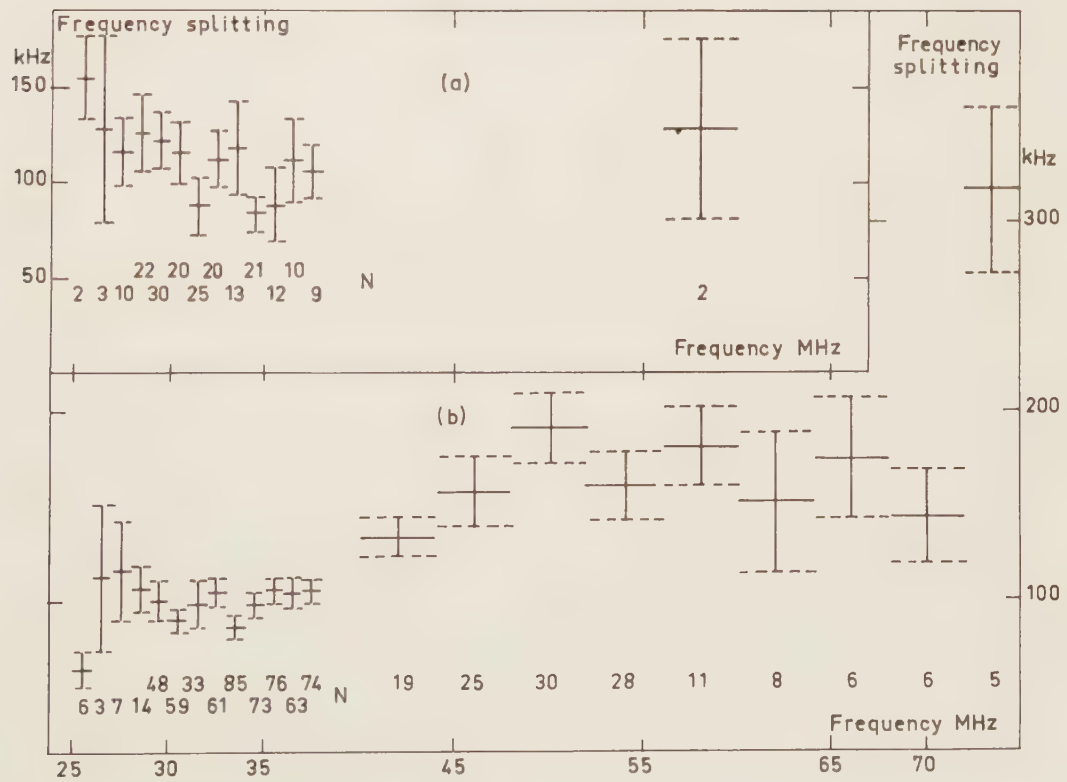


Fig. 13a-b. Intervalle de fréquences des paires et triplets en fonction de la fréquence. N est le nombre de cas dans chaque canal de fréquences de 1 ou 4 MHz respectivement dans les domaines 20-40 et 40-80 MHz. (a) Période 1 ; (b) Période 2.

- L'intervalle de fréquence semble augmenter légèrement (Fig. 13) quand la fréquence croît mais avec une pente moins forte que celle précédemment trouvée par Ellis et McCulloch (1967).
- L'intervalle de fréquence semble être plus faible dans les paires que dans les triplets (Tableau 3a, article H).
- Les valeurs moyennes de l'intervalle de fréquence varient d'un jour à l'autre, tout en restant indépendantes de la longitude des sources.

d - Durée et Ecart en temps.

- Le rapport des durées des composantes BF et HF dans les paires (Tableau 3b, article H) montre que la durée de l'élément BF est très légèrement inférieure à celle de l'élément HF, et que dans les triplets les durées des éléments BF et HF sont inférieures à celle de l'élément MF.
- L'écart en temps δt entre les débuts des composantes des paires est négatif en moyenne (Fig. 14 ab) pour les deux périodes : l'élément BF commence avant l'élément HF. Les valeurs de δt sont dispersées de 0.0 à $\pm$ 0.5 s.
- Les écarts en temps sont nettement positifs pour les paires BF et négatifs pour les paires HF dans les triplets (Fig. 14c, d).

c - Rapport d'Intensité.

- Pour 60 % des paires les deux composantes sont de même intensité et pour 30 % des cas l'intensité de la composante HF est supérieure à celle de la composante BF.
- Si pour 60 % des triplets, les trois composantes ont des intensités comparables, pour 30 % des cas l'élément MF a une intensité plus forte que les deux autres éléments BF et HF.

Les résultats des paramètres pour les paires et les triplets sont donnés pour comparaison dans le Tableau 1 qui permet de formuler les conclusions suivantes :

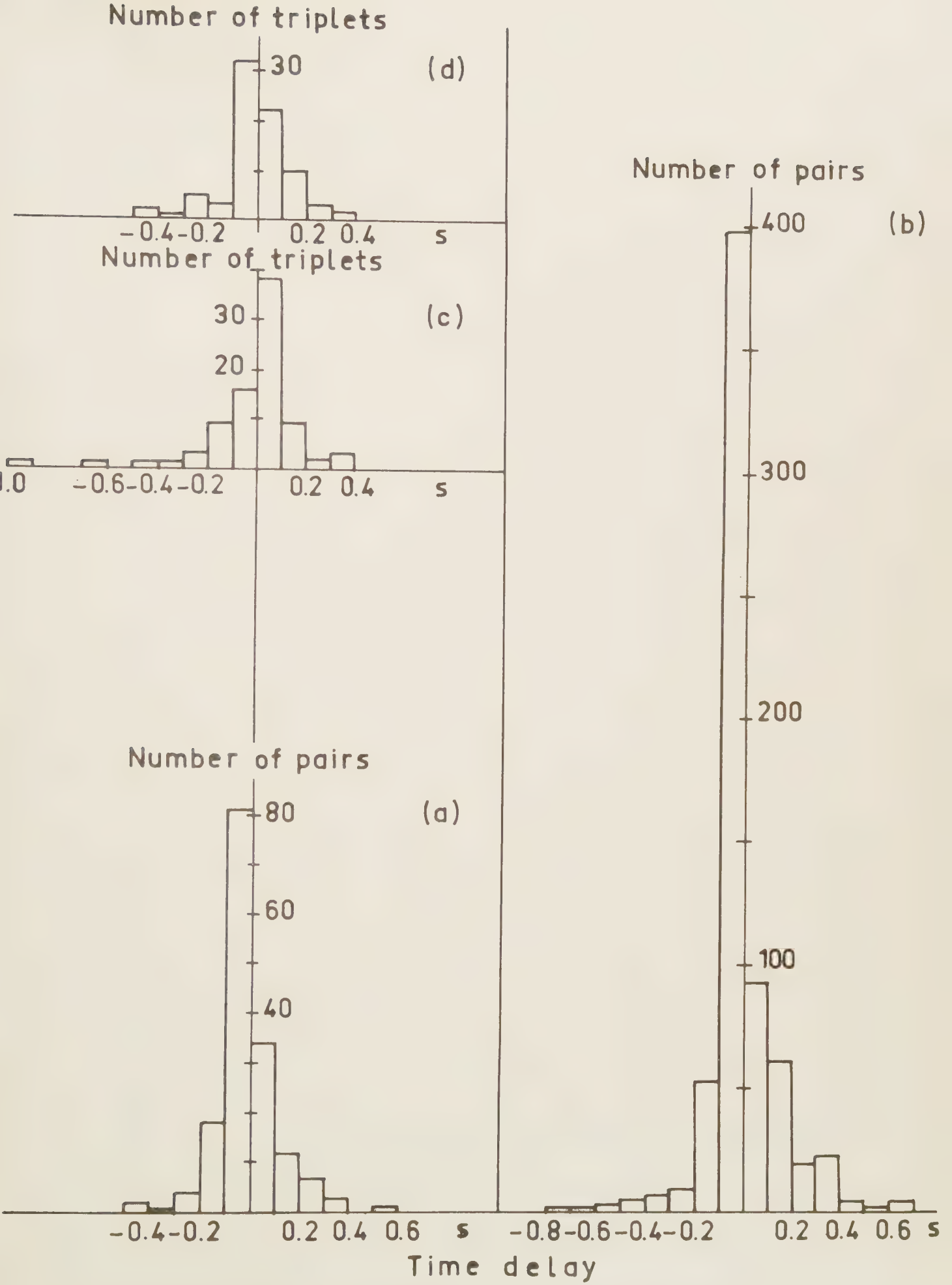


Fig. 14a-d. Histogrammes des écarts en temps des débuts des composantes des paires (a) Période 1 ; (b) Période 2 , et des paires LF (c) et HF. (d) des triplets des deux périodes ensemble

TABLEAU 1

Comparaison des résultats moyens pour les paramètres spectraux des paires et triplets.

Les symboles utilisés sont définis dans le texte (II.3.1 et Fig.9)

Paramètre	Paires	Triplets
Durée	$\Delta t_{LF} \lesssim \Delta t_{HF}$	$\Delta t_{LF} \simeq \Delta t_{HF} \lesssim \Delta t_{MF}$
Ecart en temps	$\delta t \lesssim 0$	$\delta t_{LF} \gtrsim 0 \quad \delta t_{HF} \lesssim 0$
Largeur de bande	$\Delta f_{LF} \gtrsim \Delta f_{HF}$	$\Delta f_{LF} \simeq \Delta f_{HF} \gtrsim \Delta f_{MF}$
Intervalle de fréquences		$\delta f_{LF} \simeq \delta f_{HF}$
Rapport d'intensité	60 % des cas : $I_{LF} \simeq I_{HF}$ 30 % des cas : $I_{LF} < I_{HF}$	60 % des cas: $I_{LF} \simeq I_{MF} \simeq I_{HF}$ 25 % des cas: $I_{LF} \simeq I_{HF} < I_{MF}$

1) L'élément MF dans les triplets joue un rôle d'axe de symétrie par rapport aux deux autres éléments (durée, retard en temps, largeur de bande, intervalle de fréquences et rapport d'intensité).

2) Il semble qu'une paire soit un triplet dont l'élément BF aurait disparu si on se base sur les caractéristiques de durée, d'écart en temps des composantes, de bande de fréquences et d'intervalle de fréquences. Par contre si on base l'analyse sur la bande de fréquences, l'intervalle de fréquences et le rapport d'intensité seulement comme Ellis et McCulloch (1967) il semble que ce soit l'élément HF qui disparaisse.

3) Les caractéristiques spectrales des composantes des paires ne sont pas suffisamment distinctes pour que l'on puisse en déduire quel est l'élément de la paire qui disparait pour donner les stries uniques.

Tous les résultats donnés ci-dessus sont essèntiellement statistiques et ils indiquent des tendances générales de même que les valeurs numériques moyennes fournissent les ordres de grandeur des paramètres. Bien évidemment chaque sursaut pris séparément est un cas particulier dont les propriétés s'écarteront plus ou moins des résultats généraux et les paramètres des ordres de grandeur. Nos résultats confirment la plupart des résultats antérieurs d'Ellis et McCulloch (1967) (sauf la relation harmonique entre deux Type IIIb et entre des paires) et leur principal intérêt réside en ce qu'ils sont obtenus sur des périodes d'activité solaire homogènes et sur un domaine de fréquences plus étendu. De plus les indications de position des régions actives responsables de l'activité décamétrique nous ont permis de mettre en évidence la variation de certains paramètres en fonction de la longitude.

II.3.3 Conséquences.

II.3.3.1 Influence de la couronne.

Nous avons vu qu'un certain nombre de paramètres ont les mêmes valeurs moyennes quelle que soit la période d'observation : bande de fréquences, intervalle de fréquences. Par contre d'autres caractéristiques spectrales ont des valeurs moyennes différentes pour les périodes 1 et 2, respectivement :

- la fréquence moyenne des éléments : 32 et 36.5 MHz,
- la durée moyenne des éléments : 1.00 et 1.15 s,
- la dérive moyenne : -18 et -10 kHz/s.

A ces résultats on peut adjoindre les deux observations morphologiques suivantes qui se complètent :

- les fréquences d'apparition des Type III d'orage et des Type IIIb sont respectivement 38 et 70 MHz pour les périodes 1 et 2,
- les limites basse fréquence des Type I sont 35 et 75 MHz pour les périodes 1 et 2.

Or les récentes observations des positions des sursauts de type I et de type III à 158 et 80 MHz (Stewart et Labrum 1972, Kai et Sheridan 1974, Kai et Nakajima 1974) ont montré que les sources de Type I sont plutôt associées à des régions d'arches fermées à champ magnétique fort et les Type III à des régions ouvertes de champ faible (observation confirmée par Gergely et Kundu (1974) pour les orages décamétriques).

Par conséquent la fréquence de coupure des Type I qui correspond grosso modo à la fréquence d'apparition des Type III d'orage et des Type IIIb, correspond à la transition lignes fermées - lignes ouvertes des structures coronales surplombant les régions actives associées avec l'orage décamétrique. Le fait que cette transition intervienne à des fréquences

nettement différentes d'une période à l'autre suggère que les conditions coronales sont différentes également et que par conséquent les paramètres spectraux qui présentent des différences de valeurs sont nettement influencés par les paramètres coronaux locaux tels que champ magnétique, densité électronique ...

II.3.3.2 Dépendance des caractéristiques en longitude.

Pour trois caractéristiques spectrales il a été observé une variation en fonction de la longitude moyenne des régions actives associées à l'activité décamétrique ; ce sont :

- le nombre moyen d'éléments striés par Type IIIb (Fig. 6a, b),
- la fréquence moyenne des éléments (Fig. 4a, b),
- la durée des éléments pour la Période 1 (Fig. 10c).

Il est bien évident que de tels effets centre-limbe sont dus pour une part à des effets de géométrie selon la position de la source par rapport à l'observateur et d'autre part probablement à la diffusion du rayonnement électromagnétique sur les inhomogénéités de densité de la couronne solaire. Møller-Pedersen (1974) a montré qu'il y avait également un effet centre-limbe sur la nature des sursauts d'orage.

Dans l'article (G) nous avons montré que la comparaison des distributions en longitude des Type IIIb et des Type III suggérait que les Type IIIb sont émis dans une direction (grosso modo perpendiculaire) faisant un grand angle avec la direction du champ magnétique local au contraire des Type III qui sont émis parallèlement au champ.

Bien que des résultats quantitatifs n'aient pas été encore obtenus pour les circonstances qui nous intéressent, on peut penser que la diffusion du rayonnement électromagnétique joue un rôle important pour

expliquer les variations centre-limbe observées, compte-tenu du diagramme de rayonnement quasi perpendiculaire au champ magnétique.

II.4 Conclusion.

Un certain nombre de propriétés viennent d'être étudiées :

- d'une part celles des sursauts de type IIIb qui regroupent les sursauts striés ; on a pu en déduire quelques indications sur l'agent excitateur et le mode d'émission du rayonnement ;
- d'autre part celles des sursauts striés : stries simples, paires et triplets qui ont fourni les ordres de grandeurs des paramètres spectraux et ont permis de mettre en évidence le lien étroit de certains paramètres avec le milieu coronal ambiant et l'influence de la diffusion du rayonnement électromagnétique.

Toutes ces propriétés forment un ensemble assez cohérent qui doit être pris en considération par toute théorie qui veut expliquer les sursauts striés à la fois dans leur regroupement tout comme dans leurs paramètres spectraux.

Is trapping wave
Random phase ?
Do we need to do three-D ?
Is backscatter
Necessary
For the spectrum that we see ?

Why do we have
Single stria
The greatest fraction of the time ?
The remaining mostly
Double striae
Though triplets are the most sublime ?

Is the beam
So dense and narrow
As the theory would require ?
Does trapping wave
—If random phase—
Propagate as we desire ?

Robert A. Smith , 1974

CHAPITRE III

MECANISME D'EMISSION DES SURSAUTS DE TYPE IIIb

"La puissance dépend de l'empire de l'onde..."

Antoine-Marin Lemierre

III - MECANISME D'EMISSION DES SURSAUTS DE TYPE IIIb.

III.1 Revue des idées théoriques proposées.

Depuis la découverte des sursauts striés par Ellis et McCulloch (1966) plusieurs hypothèses théoriques ont été avancées pour expliquer principalement les paires et les triplets car ce sont nos observations qui ont révélé les stries simples. Certaines de ces idées ont d'ailleurs été rejetées par leurs auteurs à la suite d'observations plus complètes. La plupart de ces théories pèchent par le même défaut à savoir qu'elles sont basées sur une propriété des sursauts striés qui est mise en exergue tandis que les autres caractéristiques restent inexpliquées.

L'idée commune à la base de ces théories utilise les oscillations de plasma généralement excitées par le passage d'un faisceau de particules rapides, puis converties en ondes électromagnétiques observables.

III.1.1 Propositions d'Ellis et McCulloch.

La première suggestion d'Ellis et McCulloch (1966) admet que les deux composantes d'une paire seraient émises à la fréquence de plasma électronique sur les deux modes ordinaire et extraordinaire, leur séparation en fréquences étant alors égale à la moitié de la fréquence gyromagnétique f_b. Normalement l'émission sur le mode extraordinaire est très fortement absorbée sauf dans le cas d'un champ magnétique faible. Une telle hypothèse implique que les composantes d'une paire aient des polarisations opposées. Ce n'est pas le cas et de plus si cela pouvait expliquer les stries simples, les triplets restaient totalement ignorés.

Une autre alternative proposée par Ellis et McCulloch (1966, 1967) suggère que les composantes des paires soient émises sur le mode

ordinaire à des fréquences proches du second harmonique de la fréquence gyromagnétique. Si le faisceau d'électrons excitateur a un déplacement radial dans l'atmosphère solaire par rapport à la direction Soleil-Observateur, alors on peut imaginer que le rayonnement se propage selon deux trajets : l'un direct et l'autre réfléchi sur les couches plus profondes de l'atmosphère. A cause de l'effet Doppler le rayonnement réfléchi sera reçu à une fréquence inférieure à celle du rayon direct avec en sus un léger retard en temps. Si l'intervalle de fréquence $\delta f \ll f$ (f étant la fréquence d'observation), l'équation Doppler montre que δf augmente quasi-linéairement avec la vitesse des particules, c'est-à-dire avec la dérive du sursaut. Cette théorie n'est pas acceptable pour trois raisons :

1) On ne trouve pas la corrélation suggérée par l'équation Doppler. La Figure 15 montre en effet que df/dt et δf sont totalement indépendants.

2) L'écart en temps entre les débuts des composantes est en sens opposé au résultat statistique déduit des observations.

3) La réflection implique que l'élément BF soit fortement affecté par la diffusion du rayonnement électromagnétique sur les inhomogénéités coronales (argument utilisé par Riddle (1974) pour la théorie de l'écho dans les "drift pairs"). Or ce n'est pas le cas car la durée de l'élément BF est du même ordre de grandeur et systématiquement légèrement plus brève que celle de l'élément HF (cf. II. 3.2.2 b).

Enfin Ellis et McCulloch (1967) et Ellis (1967, 1969 a, b) suggèrent que la séparation en fréquences des deux composantes des paires soit créée par la présence du champ magnétique comme pour les sursauts solaires de type II. La théorie de Sturrock (1961) suggérait que les Type II étaient émis par des oscillations de plasma créées par des électrons rapides dans l'atmosphère solaire en présence d'inhomogénéités de densité et

d'un champ mangétique. L'émission se ferait à la fréquence de plasma local f_p et à la fréquence hybride supérieure $f_{HS} = (f_p^2 + f_b^2)^{1/2}$. La conversion de ces ondes en ondes électromagnétiques a été développée par Tidman et al. (1966) qui ont étudié les intensités auxquelles on peut s'attendre aux différentes fréquences. L'intervalle de fréquences dans les paires est alors donné par $\delta f = f_{HS} - f_p \simeq f_b^2/2f_p$ si le champ magnétique est faible. Or on peut imaginer que δf est proportionnel à la fréquence d'observation f si l'on choisit un modèle de champ magnétique (donc f_b) qui varie plus vite que le modèle de densité électronique (donc f_p) avec l'altitude. Il est certain que les observations d'Ellis (1967) révèlent une croissance monotone de δf avec f et la pente est assez forte : 20 kHz/MHz. Nos observations peuvent éventuellement confirmer une telle variation mais avec une pente nettement plus faible : 4 kHz/MHz. Quant aux triplets ils seraient expliqués par cette théorie en étant émis à f_p, f_{HS} et à la fréquence de battement $f_3 = f_{HS} + f_b/M^{1/2}$ avec $M = \frac{m_i}{m_e}$. Dans ce cas $\delta f_{BF} = M(\delta f_{HF})^2/2f_p$ autrement dit $\delta f_{BF} \gg \delta f_{HF}$. Nos observations montrent que ce n'est pas le cas du tout puisque δf_{BF} et δf_{HF} sont du même ordre de grandeur (Tableau 1).

III.1.2 Théorie de Yip

Yip (1973) propose que les "split" paires soient dues à des oscillations de plasma excitées par un faisceau d'électrons traversant un plasma non-isotherme. Dans un tel milieu le spectre des fluctuations thermiques de la densité électronique a des pics aigus aux pulsations : $\omega_p \pm \omega_s$ où la pulsation de l'onde sonore non isotherme $\omega_s = q\, v_s$ avec q le vecteur d'onde sonore et $v_s = V_T/M^{1/2}$, ($M = \frac{m_i}{m_e}$ et V_T = vitesse thermique des électrons).

Les processus classiques de conversion des ondes de plasma en ondes électromagnétiques près de f_p (diffusion spontanée sur les fluc-

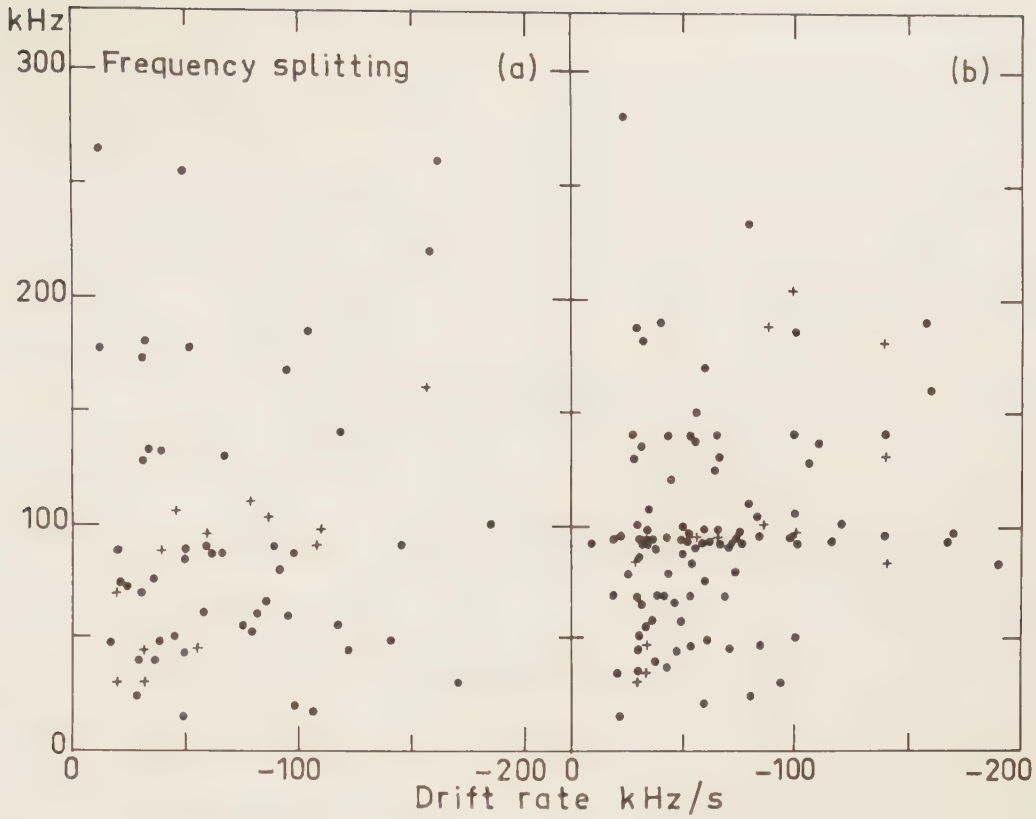


Fig. 15a-b. Intervalles de fréquences des paires (●) et des triplets (+) en fonction de la dérive des sursauts dans le domaine de fréquences 20-80 MHz pour (a) la Période 1 et (b) la Période 2.

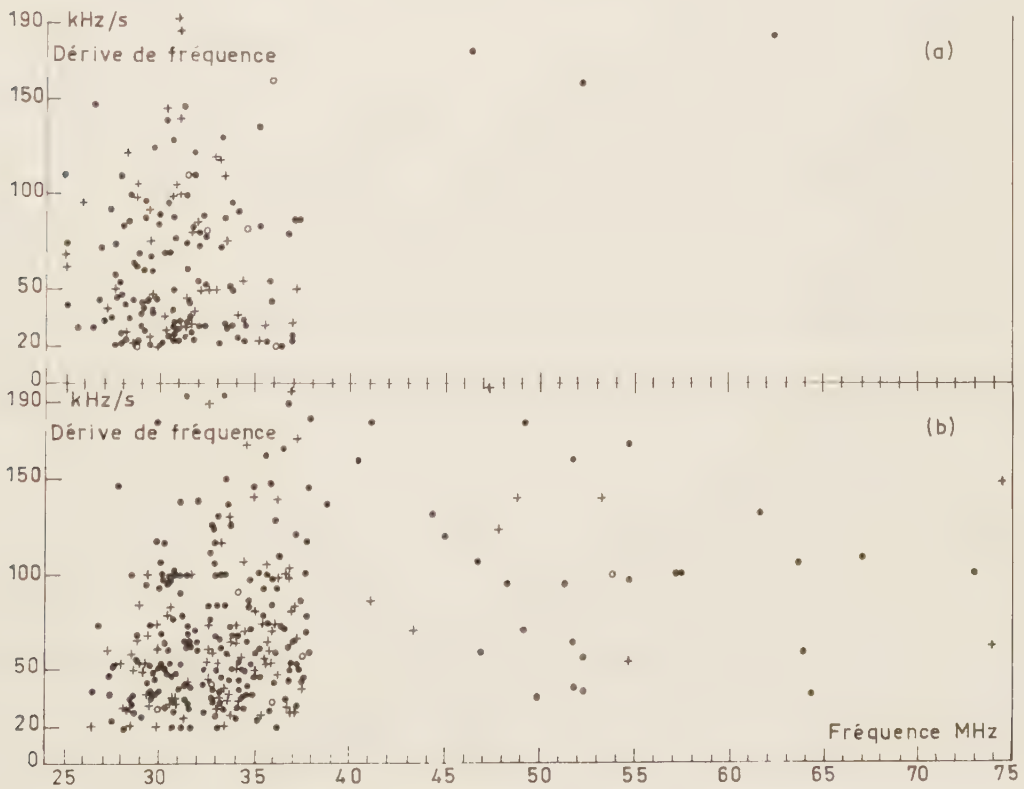


Fig. 16a-b. Dérive de fréquence des stries (●),paires (+) et triplets (o) en fonction de la fréquence pour (a) la Période 1, (b) la Période 2. Les 80% des sursauts striés qui ont une dérive nulle n'ont pas été reportés: les points correspondants s'aligneraient sur les axes d'abscisses.

tuations de densité ionique) et de $2f_p$ (coalescence de deux ondes de plasma) sont invoquées pour pouvoir obtenir des ondes électromagnétiques à

$\omega = \omega_p \pm qv_s$ et $= 2\omega_p \pm qv_s$.

Un tel processus permetrait d'expliquer l'obtention de "split" paires à des fréquences harmoniques qu'Ellis et McCulloch (1967, 1969 a) prétendent avoir observées. Nos observations ne nous ont pas permis d'obtenir ce résultat et les observations précédentes sont entachées d'un doute car il n'y a pas d'études statistiques correspondantes et cette association peut être aléatoire.

Ceci étant dit la théorie proposée ne peut expliquer l'émission de triplets qui, bien que ne représentant que 10 % du nombre de paires doivent être expliquées d'une façon homogène avec les paires. A la rigueur les stries simples peuvent être expliquées par l'absence de l'émission à $\omega_p - qv_s$ qui ne pourrait pas sortir dans tous les cas. Mais alors on est amené à supposer que la plupart des stries simples sont émises près du fondamental et les paires près de l'harmonique. Comment expliquer dans ces conditions le mélange de stries et paires dans un même Type IIIb ?

Il existe d'autres objections à cette théorie :

a) Elle ne peut expliquer la forte polarisation circulaire de certains sursauts striés car on a négligé les effets du champ magnétique ;

b) La dérive de fréquence qui affecte certains sursauts est expliquée par un éventuel mouvement des électrons du faisceau sur une trajectoire plus ou moins perpendiculaire à l'axe du streamer le long duquel se propage le faisceau. Les vitesses requises dans cette direction sont alors de 0.1 à 0.2 c ;

c) La théorie implique que la dérive augmente lorsque la fréquence croît ce qui n'est pas vérifié dans la Figure 16 ;

d) L'émission serai quasi isotrope pour les ondes proches de ω_p mais aurait lieu dans deux directions différentes pour les ondes $2\omega_p \pm qv_s$ et il faut faire appel à une forte diffusion de rayonnement électromagnétique dans un large cône pour pouvoir observer des paires.

En résumé la théorie de Yip a beaucoup d'objections contre elle et elle ne peut expliquer toutes les caractéristiques des sursauts striés.

III.1.3 Théorie de Takakura et Yousef.

Contrairement aux théories précédentes qui sont centrées sur l'explication des paires, le récent travail de Takakura et Yousef (1975) ne considère pas du tout les caractéristiques spectrales des sursauts striés mais s'attache à trouver une explication aux chaines de sursauts striés : les Type IIIb en relation avec l'hypothèse plasma généralement adoptée pour les sursauts de type III. Les auteurs se basent sur la présence d'inhomogénéités de sur-densité ($\lesssim 10$ %) en forme de filaments qui se trouvent dans la couronne, sur le trajet du faisceau d'électrons créant le Type IIIb ou le Type III. Le profil en densité moyen de la couronne sera modifié par le profil en densité de tels filaments de sorte que le profil résultant possède un gradient quasi nul à l'entrée du filament puis très abrupt à la sortie. Quand les électrons du faisceau rencontrent un filament, la fréquence de plasma local ne variera que très lentement en allongeant la source du rayonnement plasma dont le niveau sera alors accru : c'est ainsi que les stries pourraient être émises aux fréquences f_p et $2f_p$.

Il est incontestable que des inhomogénéités de densité sont présentes dans la couronne solaire et qu'elles y jouent un rôle important (réfraction, diffusion ...) mais une telle théorie est loin d'expliquer toutes les propriétés du phénomène Type IIIb.

a) La possibilité de paires et de triplets est ignorée ainsi que les caractéristiques spectrales des sursauts striés ;

b) La différence de distribution en longitude des Type III et des Type IIIb ne peut s'expliquer ;

c) Un tel processus où l'émissivité radio dépend de facteurs géométriques des filaments ne peut à notre avis expliquer la différence de largeur de bande instantanée dans les Type IIIb et les Type III.

III.2 Proposition d'un mécanisme d'émission.

Ce tour d'horizon rapide des propositions théoriques émises jusqu'à présent pour expliquer les sursauts striés et les Type IIIb montre que peu d'entre-elles résistent à la confrontation avec les propriétés des Type IIIb et des stries, paires ou triplets.

Il est donc apparu nécessaire de mettre au point une théorie qui soit capable d'intégrer toutes les propriétés décrites précédemment et de respecter les ordres de grandeur des paramètres numériques. C'est l'objet de l'article J dont nous ne présenterons ici que les grandes lignes pour une bonne compréhension des principes physiques utilisés (III.2.1 à III.2.5) ainsi que les résultats de la confrontation de la théorie avec les propriétés expérimentales (III.3).

III.2.1 Principe de la théorie.

On se donne quelques hypothèses de départ qui sont principalement tirées des déductions expérimentales sur les Type IIIb en II.2.3 . On considère :

1) Un faisceau d'électrons de densité n_b injecté dans la basse couronne solaire au dessus d'une région active dans laquelle se situe l'accélération

initiale des particules ;

2) Ce faisceau se propage dans la haute couronne, milieu de densité n_e variable avec l'altitude, les électrons du faisceau étant guidés par le champ magnétique coronal ; le faisceau subit une dispersion de vitesse au fur et à mesure de sa propagation.

3) La dispersion de vitesses du faisceau est responsable de l'évolution en temps de la fonction de distribution des électrons de grande énergie à un point donné dans l'espace ;

4) Quelques instants après l'injection, aucune particule n'est encore parvenue à l'altitude r ; puis arrivent les particules les plus rapides et enfin les plus lentes. Au cours de cette évolution pendant quelques instants la quantité $\frac{V_b}{U}$ restera très petite : V_b est la dispersion de vitesse thermique caractéristique du domaine de vitesses dans lequel se situe le pic des vitesses instantanées U.

$$\text{On supposera que } \frac{V_b}{U} < \eta^{1/3} \quad \text{avec } \eta = \frac{n_b}{n_e} \qquad (1)$$

Quoique la condition (1) puisse paraître très stricte, il est relativement aisé de bâtir des modèles d'évolution du faisceau dans lesquels elle est satisfaite.

Ces hypothèses étant faites, les principales étapes de la théorie se succèdent de la façon suivante :

a) injection d'un faisceau d'électrons respectant les conditions précédentes (injection discutée en III.2.2);

b) au cours de la propagation d'un tel faisceau dans le plasma, des ondes de plasma électrostatiques à spectre étroit sont instables : leurs vitesses de phase sont juste inférieures à la vitesse instantanée U du faisceau ; leur taux de croissance exponentiel est donné par

$$\gamma = n^{1/3} \omega_e \qquad (2)$$

où ω_e est la pulsation du plasma électronique.

Cette interaction faisceau-plasma est discutée en III.2.3 ;

c) parmi ces ondes, l'une d'elles aura un taux de croissance plus fort que les autres et elle croîtra jusqu'à saturation, quand se produit le piégeage des particules du faisceau dans les puits de l'onde de grande amplitude. Les oscillations des particules piégées dans les puits d'onde créent des ondes satellites instables séparées de l'onde principale ω_e par la pulsation de piégeage des particules ω_p . Le piégeage des électrons et l'émission des bandes satellites sont étudiés en III.2.3 et III.2.4 respectivement .

d) l'onde principale et les ondes latérales sont des ondes électrostatiques qui sont converties en ondes transverses électromagnétiques à des fréquences proches de la fréquence de plasma et en ondes acousto-ioniques par un processus (faisant appel aux instabilités paramétriques) étudié en III.2.5 .

e) enfin l'amplitude des ondes latérales atteint le niveau de l'onde principale et les particules perdent leur phase par rapport à l'onde principale : elles sont alors dépiégées (décrit en III.3.1) de sorte que pour une autre valeur de r, par suite de la dispersion des vitesses et du gradient de densité de la couronne, la condition (1) sera de nouveau satisfaite éventuellement et le processus pourra se répéter de nouveau.

III.2.2 Injection des particules.

Comme nous l'avons envisagé au Chapitre I, le problème n'est pas encore résolu de savoir si les électrons non-relativistes qui créent les Type III d'orage et les Type IIIb sont :

- soit accélérés au cours de petites éruptions puis diffusés et stockés

dans la basse couronne pour être injectés vers la haute couronne lorsque les circonstances encore inconnues permettent leur regroupement en faisceaux capables d'exciter les sursauts étudiés,

- soit accélérés de façon continue par les centres éruptifs, le rayonnement électromagnétique n'étant émis que lorsque les conditions appropriées sont réunies,

- soit encore accélérés directement dans la haute couronne (par exemple à la suite de l'émission de Type I, comme suggéré par Mangeney et Veltri 1975) et injectés à l'altitude même de leur accélération.

Quelle que soit la raison exacte, le résultat est identique pour l'injection à savoir que à une certaine altitude dans la couronne des faisceaux d'électrons non-relativistes sont injectés et ils se propagent en émettant Type III et Type IIIb.

On peut donc bâtir un modèle d'injection tel que le suivant. On suppose que l'injection des particules a lieu à une certaine altitude de référence : $x = 0$ où la fonction de distribution du faisceau a la forme :

$$F_b(x = 0, v, t) = f_o(v)\ I\ (v, t) \qquad (3)$$

Le spectre initial des électrons accélérés $f_o(v)$ étant une fonction monotone décroissante de v, I(v, t) sera appelé le "profil d'injection" qui doit s'établir sur un temps beaucoup plus court que l'intervalle de temps typique entre les sursauts individuels dans les orages.

Nous choisissons pour I(v, t) la forme suivante (Fig. 17) :

$$I(v, t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \ ; \\ \dfrac{t}{\tau(v)} \exp\left[-\left(\dfrac{t - \tau\ (v)}{\sigma(v)}\right)^2\right] & \text{pour } 0 \leq t \leq \tau\ (v) \ ; \\ 1 & \text{pour } \tau(v) \leq t \leq \bar{\tau}\ (v); \\ 0 & \text{pour } t > \bar{\tau}\ (v) \end{cases}$$

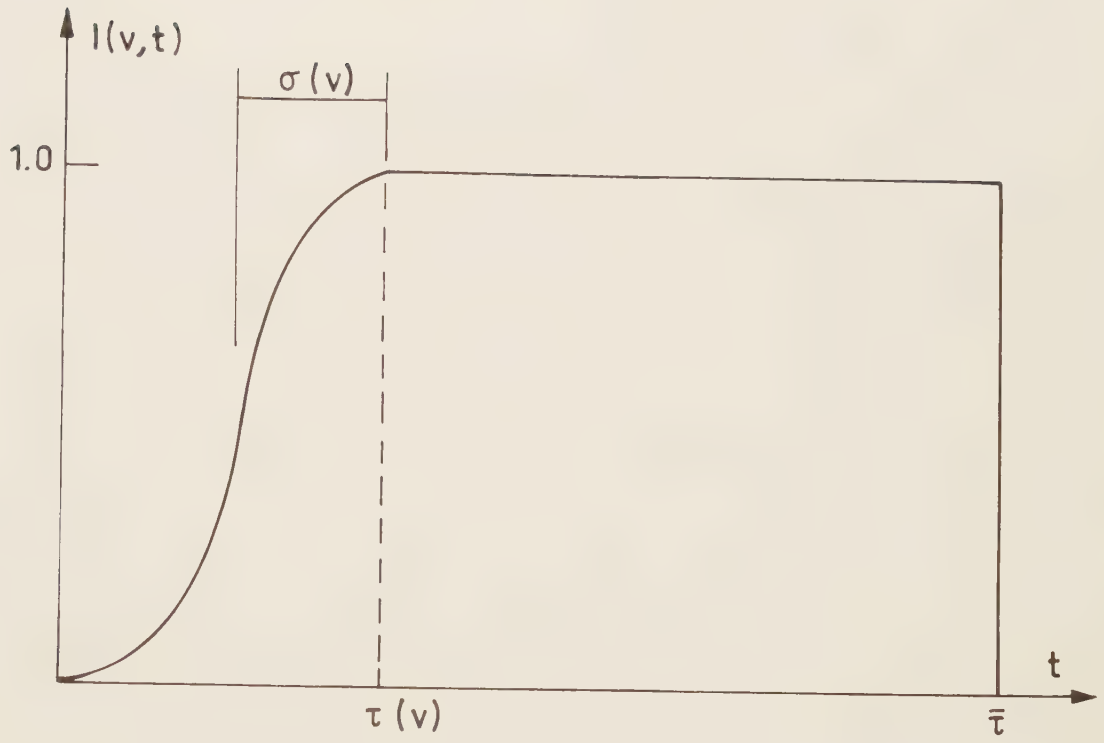


Fig. 17. Esquisse du profil d'injection I(v,t) d'un faisceau d'électrons en fonction du temps t .

τ (v) est l'instant où le profil d'injection atteint son maximum

$\bar{\tau}$ (v) est l'instant où l'injection est finie.

On peut choisir un modèle d'injection particulièrement simple qui dépend de la vitesse des particules en prenant :

$$\tau(v) = \tau_o \beta^{-a}$$
$$\sigma(v) = \sigma_o \beta^{-a} \qquad (5)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$ et τ_o, σ_o et a sont des constantes.

On voit que le profil d'injection peut être indépendant de v si on fixe a = 0 et dans la limite où $\tau_o \to 0$, $\sigma_o \to 0$, I va tendre vers la fonction saut unité, auquel cas l'injection est impulsive pour toute vitesse des particules.

Utilisant le fait que $f_o(v)$ est monotone décroissante et les expressions (5) on peut estimer que la fonction de distribution $F_b(x,v,t)$ pour $x \neq 0$ aura un pic de vitesses instantanées $U(x, t) = c\beta_b(x, t)$ tel que $\tau(v) = t - \frac{x}{\beta_b c} = \frac{\tau_o}{\beta_b^a}$

En utilisant la forme gaussienne du front de montée de I et l'augmentation de $\sigma(v)$ quand v décroit,

on peut déduire une expression de $\frac{V_b}{c} \lesssim \sigma_o \beta_b^{a+1}(x, t)/t$, soit

$\frac{V_b}{U} \lesssim [\frac{\sigma_o}{t_c}] \beta_b^{a+1}$ de sorte que l'inégalité (1) devient

$[\frac{\sigma_o}{t_c}] \beta_b^{a+1} < \eta^{1/3}$ où $t_c = \frac{x}{c}$. (6)

Pour des valeurs de η de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-7}$, valeurs qui seront déduites ultérieurement de la théorie, la condition (6) est facilement satisfaite.

III.2.3 Interaction Faisceau-Plasma.

La théorie proposée est essentiellement basée sur les travaux de recherche tant expérimentaux (laboratoire et simulation sur ordinateur) que théoriques de l'interaction d'un faisceau d'électrons de faible densité n_b avec un plasma neutre de densité électronique n_e (Shapiro 1963, O'Neil et Malmberg 1968, Drummond et al. 1970, et O'Neil et al. 1971). La plupart de ces auteurs considèrent le cas où le faisceau est quasi monoénergétique. Etant donnée la condition (1) que nous nous imposons, qui signifie que au moins à un instant dans son évolution dynamique le faisceau peut être considéré comme monoénergétique, nous pouvons utiliser les résultats des travaux cités.

Dans un tel système faisceau-plasma, le plasma réagit normalement à l'irruption du faisceau par la production d'un courant de retour de vitesse $v_r = - \eta U$ dont Melrose (1974) a montré que les effets étaient négligeables dans les conditions afférentes à l'excitation des sursauts de type III solaires ; par conséquent les pertes d'énergie du faisceau pour l'accélération du courant de retour sont parfaitement négligeables.

De plus les ions du plasma peuvent être considérés comme formant un milieu fixe neutralisant.

L'interaction considérée ne sera envisagée que dans un système à une dimension.

Pour le cas où le faisceau a une faible densité ($\eta < 1$), Drummond et al. (1970) ont montré que l'évolution non-linéaire de l'instabilité faisceau-plasma présente un comportement semblable à celui de l'état quasi-linéaire habituel, à savoir : une croissance rapide de l'instabilité jusqu'à un certain équilibre meta-stable suivie d'une évolution plus lente.

Avant d'analyser les différents stades de l'interaction, résumons la brièvement : une telle interaction faisceau-plasma a pour effet de rendre instables des ondes sur une bande limitée de nombres d'onde Δk. Celles-ci croissant exponentiellement à partir du bruit thermique présent dans le milieu et au fur et à mesure de la croissance de leur amplitude la bande initiale des ondes instables tend vers une limite si petite que l'on peut l'assimiler à une seule onde sinusoidale pure. La croissance de cette onde monochromatique est linéaire jusqu'à ce que des électrons du faisceau soient piégés dans les puits de potentiel de l'onde où ils commencent à osciller. L'amplitude de l'onde cesse alors de croître et commence à osciller elle-même par suite de l'échange d'énergie entre l'onde et les électrons du faisceau.

Pour un calcul détaillé de l'évolution du système nous renvoyons à l'article J et aux articles cités ci-dessus. Nous nous limitons à donner les résultats importants pour une application de la théorie aux Type IIIb.

- Un tel système faisceau-plasma est régi par la relation de dispersion suivante :

$$1 - \frac{\omega_e^2}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv \, \frac{k \, \partial F_e/\partial v}{kv - \omega} - \eta \, \frac{\omega_e^2}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv \, \frac{k \, \partial F_b/\partial v}{kv - \omega} = 0 \qquad (7)$$

dans laquelle ω_e est la pulsation de plasma électronique, F_b et F_e les fonctions de distribution du faisceau et du milieu. Pourcette étape du calcul on a choisi une fonction de distribution F_b de forme lorentzienne qui permet une évaluation plus facile de l'intégrale de résonance (la 2° intégrale de (7)) :

$$F_b(v) = \frac{V_b}{\pi} \, \frac{1}{(v-U)^2 + V_b^2} \qquad (8)$$

et on utilise les travaux de O'Neil et Malmberg (1968) qui ont montré que l'on arrivait aux mêmes résultats en prenant une distribution de forme maxwellienne.

Dans l'hypothèse où l'inégalité $\exp(-U^2/2V_e^2) \ll \eta$ (9)

est satisfaite, le tenseur diélectrique du plasma :

$$\varepsilon_o(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_e^2}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv \, \frac{k \, \partial F_e/\partial v}{kv - \omega} \qquad (10)$$

a un zéro approché au point : $\omega_o = \omega_e \left(1 + 3 \frac{k_o^2 V_e^2}{\omega_e^2}\right)^{1/2}$

$$k_o = \omega_o / U \qquad (11)$$

solution classique de la relation de dispersion de Bohm-Gross.

La résolution de (7) en utilisant un développement de Taylor autour du point (ω_o, k_o) fournit le taux de croissance maximum et la pulsation de l'onde la plus instable :

$$\gamma_b = (3^{1/2}/2^{4/3}) \, \tilde{\eta}^{1/3} \omega_o \qquad \omega = \omega_o (1 - \tilde{\eta}^{1/3}/2^{4/3}) \qquad (12)$$

avec $\tilde{\eta} \equiv \eta \, (\omega_e^2/\omega_o^2) \left[(\omega_o/2)(\partial \varepsilon_o/\partial \omega)_{\omega_o, k_o}\right]^{-1}$

La vitesse de groupe est alors $V_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{2}{3} U + \frac{1}{3} \frac{V_e^2}{U}$ (13)

La largeur des ondes initialement instables, à mi-valeur du taux de croissance maximum γ_b, est :

$$\Delta k = \frac{1}{\gamma_b} \left| \frac{\partial^2 \gamma_b}{\partial k^2} \right|^{1/2}_{\gamma = \gamma max} = \frac{3}{2^{5/6}} \tilde{\eta}^{1/3} k_o \qquad (14)$$

Or le niveau de bruit initial est celui du bruit thermique du plasma qui est donc très faible. L'amplification des ondes instables doit croître de plusieurs fois (N) l'ordre de grandeur e pour que les effets non-linéaires apparaissent. Elle doit durer un temps $t = \frac{N}{\gamma_b}$, après lequel la demi-largeur du spectre des ondes instables sera devenue :

$$\delta k = (\ell n\ 2/N)^{1/2}\ \Delta k \qquad (15)$$

Le spectre est alors très monochromatique et le champ de l'onde est pratiquement celui d'une sinusoidale pure ; c'est-à-dire que :

$$\left| E(k_o \pm \delta k) \right|^2 = \frac{1}{2} \left| E(k_o) \right|^2 \qquad (16)$$

On doit alors se poser la question de savoir si la largeur spectrale δk est suffisante pour détruire l'autocorrélation du spectre dans un temps $\frac{1}{\gamma_b}$: il faut que la différence de phase vue par un électron de vitesse v soit très inférieure à 1 :

$$\Delta \Phi = \left| v - V_g \right| \gamma_b^{-1}\ \delta k \ll 1$$

soit $N^{1/2} \gg (8(\ell n 2)/3)^{1/2}$ pour les électrons du plasma

et $N^{1/2} \gg (2(\ell n 2)3)^{1/2}$ pour les électrons du faisceau. C'est cette dernière condition qui est importante sinon ceux-ci subissent une diffusion de leur vitesse de résonance.

Après que l'onde la plus instable ait commencé à osciller en amplitude, elle est rejointe par les ondes voisines qui ont augmenté plus lentement et plusieurs d'entre-elles risquent de venir perturber le système. En fait si les ondes avoisinantes croissent en amplitude à un taux non supérieur au taux de croissance linéaire, il leur faudra croître de plusieurs ordres de grandeur e après le piégeage pour devenir aussi intense que l'onde principale. L'hypothèse de l'onde unique pure reste valide assez longtemps pour permettre d'envisager le piégeage et les premières oscillations d'amplitude qui nous intéressent. Nous renvoyons à l'Appendice (B) de l'article (J) pour une discussion plus complète de la validité de l'onde pure que nous admettrons dans la suite du mécanisme théorique.
Au moment où ils deviennent piégés dans l'onde de grande amplitude les électrons du faisceau voient leurs orbites devenir non-linéaires et la physique du système pendant et juste après le piégeage est plus subtile

qu'auparavant. Nous allons décrire le piégeage des électrons dans l'onde de grande amplitude d'une façon plus heuristique que rigoureusement physique en utilisant les schémas de la Figure 18 qui représentent l'espace de phase des particules se déplaçant à la vitesse de phase de l'onde. Les courbes en pointillé sont les trajectoires de particules soumises à un potentiel indépendant du temps régies par l'équation de mouvement : $mv^2/2 + e\Phi \cos kx = cte$, où Φ est le potentiel créé par l'onde de grande amplitude. La ligne horizontale de la Figure 18a représente la trajectoire des électrons réels avant le piégeage.

a - Quand le potentiel Φ atteint la valeur $\Phi(t_1) = m(\Delta v)^2/4e$ qui correspond à une densité d'énergie $E^2(t_1)/16\pi = 2^{-31/3}\eta^{1/3}(n_b mU^2/2)$ le lieu des électrons reste essentiellement cette même ligne horizontale située à $v = \Delta v$.

b - L'onde continuant à croître la plupart des électrons sont piégés et ils commencent à tourner dans l'espace des phases. La Figure 18b représente les trajectoires au bout d'une demi-rotation. Ils ont perdu une certaine quantité d'énergie cinétique $\Delta E_c = 2n_b mU\Delta v$ dont la moitié est récupérée par l'onde et l'autre par l'énergie cinétique des oscillations de sorte que l'énergie est devenue :

$$E^2(t_2)/16\pi = n_b mU\,\Delta v = 2^{1/3}\,\eta^{1/3}\,(n_b mU^2/2)$$

c - Les électrons continuent à tourner sur des trajectoires d'énergie constante et ils regagnent leur énergie cinétique cédée auparavant ; du coup l'énergie de l'onde décroît. En fait ce piégeage n'est pas adiabatique et les différents électrons piégés sur différentes trajectoires tournent dans l'espace des phases à différentes fréquences. Ils ne retrouvent pas tous leur vitesse initiale en même temps.

Au bout de quelques rotations les électrons sont dispersés

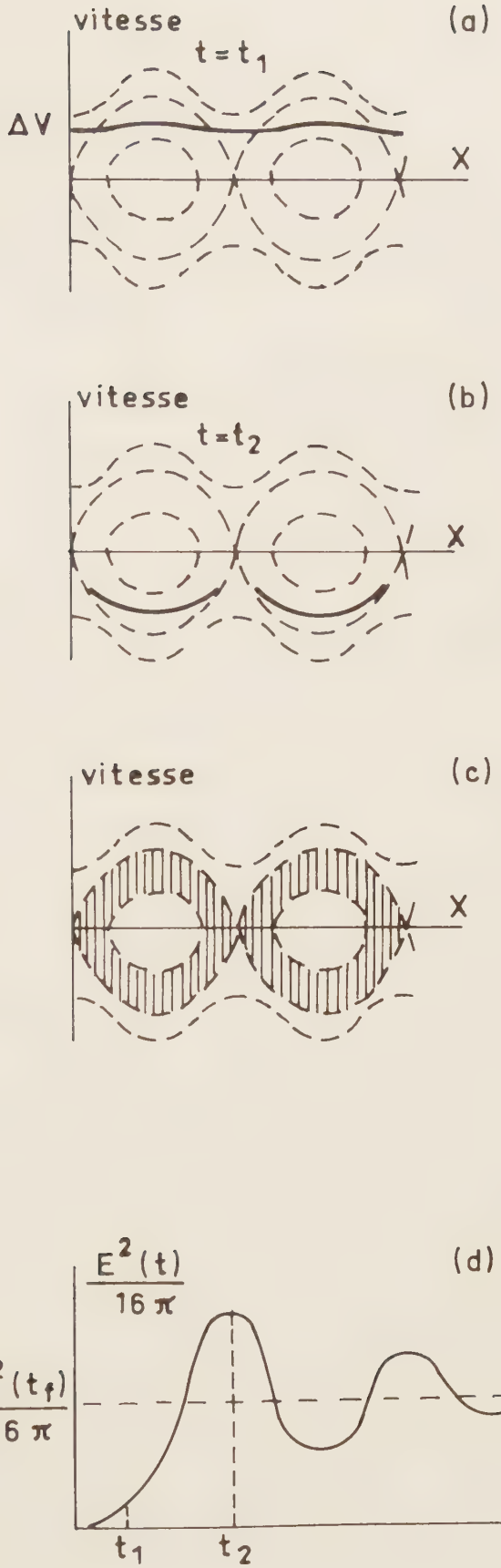


Fig. 18a-d. Représentation des trajectoires des électrons dans l'espace de phase se déplacant à la vitesse de phase de l'onde. (a) La ligne horizontale représente la trajectoire des électrons avant le piégeage. (b) Les lignes quasi-horizontales représentent les trajectoires des électrons au bout d'une demi-rotation de la phase de l'onde. (c) L'espace hachuré représente l'ensemble des trajectoires des électrons piégés. (d) Evolution de l'énergie de l'onde de grande amplitude en fonction du temps .

dans l'espace des phases (Figure 18c). Au cours de cette évolution l'énergie de l'onde subit une oscillation amortie avec une constante d'amortissement de l'ordre du temps nécessaire à la diffusion des électrons dans l'espace des phases (Fig. 18d).

La densité moyenne d'énergie sur une période au cours de la saturation est donc $E_s^2/16\pi = 2^{-4/3}\,\eta^{1/3}\,(n_b m U^2/2) = 2^{-4/3}\eta^{4/3}\,\frac{U^2}{V^2}\,n_e\,T_e$ (17)

L'évolution de l'énergie est représentée dans la Figure 18d.

L'échange d'énergie entre l'onde de grande amplitude et les particules du faisceau se fait à la fréquence d'oscillation des électrons ou pulsation de piégeage $\omega_P = (ek_o E_s/m)^{1/2}$.

III.2.4 Emission des ondes "satellites".

Dans le système de référence se déplaçant à la vitesse de phase de l'onde de grande amplitude (Fig. 18), les particules piégées décrivent des orbites fermées tandis que les particules non piégées continuent à se déplacer sur des trajectoires unidirectionnelles subissant seulement de la part de l'onde principale une légère modulation de leurs vitesses.

En réalité les orbites des particules piégées sont quelque peu modifiées par rapport aux orbites définies par le calcul linéaire et cette modification entraîne le couplage de l'onde principale ω_o avec des ondes croissantes dites "latérales" à l'onde principale aux fréquences $\omega_o \pm \omega_P$ (sideband waves), ou ondes "satellites".

Les ondes latérales ont été observées expérimentalement d'abord par Wharton et al. (1968) en réponse au lancement d'une onde de grande amplitude dans le plasma. Dans ce cas, les particules piégées se séparent en deux catégories : les particules "résonantes" qui sont piégées principalement au fond du puits d'onde et les particules "non résonantes" qui oscillent sur des trajectoires proches de la séparatrice. Tandis que

les particules résonantes décrivent des orbites fermées en un temps $1/\omega_p$, les non résonantes mettront beaucoup plus de temps pour décrire les orbites fermées.

Maintenant, quand l'onde n'est pas lancée dans le plasma de l'extérieur mais qu'elle croît à partir du bruit thermique du milieu même, presque toutes les particules sont résonantes et l'on peut utiliser le traitement théorique de Goldman et Berk (1971). Nous résumons brièvement les principaux résultats de ce calcul :

- les ondes latérales sont émises à $\pm \omega_p$ (la pulsation de piégeage) de part et d'autre de l'onde principale de pulsation ω_o ;
- les taux de croissance maximum des ondes latérales sont indépendants du rapport V_e/U donc de l'énergie des électrons du faisceau. Grosso modo ils tendent vers une valeur assymptotique $\gamma_{o.\ell.} \simeq 0.7\ \omega_p$ pour des valeurs de $V_e/U \lesssim 0.1$ ce qui correspond à des énergies supérieures à 20 keV en admettant une température coronale de 2.10^6 K ;
- la largeur de bande de fréquences de chaque onde à mi-hauteur est initialement égale à ω_p. Mais comme pour l'onde principale au fur et à mesure que l'amplitude des ondes latérales croît, leur spectre se rétrécit et la largeur de bande finale devient $\lesssim 0.2\ \omega_p$ et ce, à peu près au moment où l'amplitude des ondes latérales les plus instables devient comparable à celle de l'onde principale.

Il y aurait à discuter les différents désaccords entre théoriciens et expérimentateurs et entre expérimentateurs eux-mêmes sur l'émission des ondes latérales :

- les théories existantes traitent ces ondes latérales comme des instabilités paramétriques (Kruer et al. 1969 ; Goldman et Berk 1971 ; Wong 1972) ou par la théorie quasilinéaire (Bud'ko et al. 1971, Brinca 1972).

- de même il y a deux sortes d'expériences : celles où un faisceau amplifie l'onde de piégeage et celles où l'onde de grande amplitude est lancée dans le plasma de l'extérieur.

Une discussion très précise de l'état des recherches est donnée dans l'Appendice (B) de l'article (J) auquel nous renvoyons. Disons seulement que notre proposition théorique pour les Type IIIb est assez peu sensible à la théorie réellement considérée pour les émissions latérales car:

- quelle que soit la théorie d'ondes latérales adoptée, elles prévoient toutes que les émissions latérales sont séparées de l'onde principale par la pulsation de piégeage des électrons et c'est ce qui est important pour nos résultats quantitatifs.
- l'échelle de temps importante dans la théorie des Type IIIb est en fait principalement fixée par l'échelle de temps du processus de conversion en ondes électromagnétiques qui sera décrit en III.2.5 .
- enfin les implications pour l'énergie nécessaire aux Type IIIb sont satisfaites par la théorie avec l'hypothèse que l'amplitude des ondes latérales est grosso modo comparable à celle de l'onde principale.

III.2.5 Processus de conversion.

Quand un champ électrostatique oscillant assez intense est généré dans un plasma il peut susciter la croissance d'autres ondes de plasma à partir du bruit thermique. Cet effet qui n'existe que lorsque le champ excitateur dépasse un certain seuil d'intensité, est appelé instabilité paramétrique. Les ondes résultantes croissent au détriment du champ électrostatique primaire qui est généralement appelé onde de "pompage". Les ondes de plasma de grande amplitude (obtenues précédemment) sont susceptibles de provoquer de telles instabilités quand il existe une relation de fréquences

entre l'onde de grande amplitude et deux ou plusieurs modes naturels du plasma. Les modes instables ont alors des propriétés de dispersion différentes de celles des modes naturels. Par exemple dans le cas de l'instabilité "oscillating two stream", l'onde de pompage est une onde de plasma à la fréquence de plasma électronique tandis que les modes naturels sont une onde de plasma à une fréquence supérieure à l'onde de pompage et une onde acousto-ionique ; les modes instables sont des ondes de plasma et acousto-ioniques déplacées en fréquence. C'est l'instabilité appliquée par Papadopoulos et al. (1974) à la stabilisation des faisceaux excitateurs des Type III.

Ces instabilités paramétriques ont été étudiées par Lashmore-Davies (1975) qui y a inclus les effets de variation spatiale de l'onde de pompage et qui en a déterminé les seuils et les taux de croissance initiaux par une analyse de perturbations. Le cas généralement étudié est celui de la désintégration d'une onde électromagnétique transverse (TE) d'amplitude finie en une onde de plasma ou onde de Langmuir (L) et une onde acousto-ionique (S) :

$$T \longrightarrow L + S$$

(Dubois & Goldman, 1965 ; Silin, 1965 ; Jackson, 1967 ; Lee & Su, 1966 ; Nishikawa, 1968 a, b ; Sanmartin, 1970).

Réciproquement une onde de plasma (L) peut donner une onde électromagnétique transverse et une onde acousto-ionique :

$$L \longrightarrow T + S$$

C'est cette possibilité qui a été développée par Lashmore-Davies (1974), qui nous intéresse pour les ondes de grande amplitude, quasi-monochromatiques que nous avons considérées précédemment.

Soit ω_L, ω_T, ω_S et $\vec{k}_L$, $\vec{k}_T$ et $\vec{k}_S$ les fréquences et vecteurs d'onde respectifs

des ondes de Langmuir, transverse et acousto-ionique tels que :

$$\vec{k}_L = \vec{k}_T + \vec{k}_S$$
$$\omega_L = \omega_T + \omega_S \qquad (18)$$

tandis que les taux d'amortissement des ondes transverse et acousto-ionique sont γ_T et γ_S . Nous ne nous intéressons pas au cas des ondes stables, également considéré par Lashmore-Davies (1974). Par contre pour une onde de Langmuir non stationnaire, cet auteur a obtenu la relation de dispersion suivante :

$$(\Omega - \delta + i\gamma_T)(\Omega^2 - \omega_S^2 + 2i\gamma_S\Omega) - 1/2\ K\omega_S = 0 \qquad (19)$$

où $\delta = \omega_T - \omega_L < 0$,

$\Omega = \omega + \delta$, ω étant la fréquence propre des modes instables, et

$K = \frac{1}{4} \frac{E_L^2}{8\pi\ n_e\ T_e}$ étant la densité d'énergie . (20)

C'est la même relation de dispersion (19) qui décrit la conversion d'une onde de plasma en une onde électromagnétique transverse de fréquence supérieure ("up-conversion") avec les relations de couplage suivantes :

$$\vec{k}_T = \vec{k}_L + \vec{k}_S$$
$$\omega_T = \omega_L + \omega_S , \qquad \delta > 0 \qquad (21)$$

En fait l'équation (19) n'a pas de solution purement croissante. Cependant si $\mathcal{R}_e(\Omega) < 0$, l'instabilité peut avoir lieu, et pour $\delta < 0$ (instabilité de conversion) et pour $\delta > 0$. Ces deux cas doivent alors être considérés :

1) $\nu_T \ll \gamma_S$, les seuils d'instabilité sont :

$$K = 4\nu_S\ \gamma_T \left|\delta\right|/\omega_S \quad \text{si } \delta < 0$$
$$\text{et } K = 2\delta\ \omega_S \quad \text{si } \delta > 0 \qquad (22)$$

avec la condition $\left|\delta\right| > (2\nu_T/\gamma_S)^{1/2}\omega_S$. Le seuil de l'instabilité de désintégration ($\delta < 0$) est donc beaucoup plus faible que celui de la up-conversion.

2) $\gamma_T \simeq \gamma_S$ les seuils d'instabilité qui sont :

$$K = 4\gamma_S \gamma_T \text{ si } \delta < 0$$
$$K = 4\gamma_S \gamma_T \text{ si } \delta > 0 \qquad (23)$$

sont égaux et indépendants de δ.

Nous devons donc estimer le rapport γ_T/γ_S et la valeur de K pour l'onde principale et les ondes latérales. Pour ce faire nous ferons l'hypothèse que les ondes latérales croissent jusqu'à une amplitude comparable à celle de l'onde principale. C'est à ce moment là (lorsque les ondes atteignent une amplitude de saturation) que les particules piégées cessent d'osciller de façon cohérente dans l'onde de piégeage.

Reportant la valeur du champ de saturation (17) dans l'expression (20) on obtient la valeur du seuil (pour les ondes principale et latérales) :

$$K_{sat} = \frac{\omega_e^2 \eta^{4/3}}{2^{7/3} \xi^2} \quad \text{où} \quad \xi = \frac{V_e}{U} \qquad (24)$$

En ce qui concerne la valeur de γ_T à utiliser dans cette estimation, si la fréquence de l'onde transverse ne diffère de ω_L que d'une valeur inférieure à $\delta\omega$, largeur de fréquences du paquet d'ondes initial alors γ_T doit être remplacé par $\delta\omega$. L'appendice C de l'article (J) montre que les seuils K(23) ne sont dépassés par K_{sat} que pour $\delta < 0$ c'est-à-dire pour l'instabilité de désintégration en onde transverse, qui nous intéresse.

La Figure 4 (article J) montre que K_{sat} peut atteindre 10 - 1000 fois la valeur du seuil de K. Cela pose la question de savoir si K_{sat} est la valeur correcte à utiliser puisque cette instabilité peut avoir lieu à des niveaux beaucoup plus faibles au cours de la croissance de l'onde de pompage.

En fait on s'aperçoit que même au niveau des amplitudes de saturation le taux de croissance de l'instabilité de désintégration γ_d est beaucoup plus faible que ceux des ondes principale (γ_b) et latérales ($\gamma_{o.\ell.}$).

En conséquence les trois phases du processus : croissance et saturation de l'onde principale, croissance des ondes latérales et conversion de ces ondes s'espacent sur des échelles de temps parfaitement distinctes.

III.3 Confrontation de la Théorie aux résultats expérimentaux.

On s'est rendu compte au Chapitre II que les caractéristiques spectrales des sursauts striés étaient largement dispersées autour des valeurs moyennes déterminées qui indiquent l'ordre de grandeur de la valeur du paramètre. Ce sont ces ordres de grandeur que nous allons demander à la théorie de reproduire. Car il est bien évident que les taux de croissance et les spectres des différentes instabilités sont quelque peu sensibles à la densité électronique instantanée et à la vitesse du faisceau, qui eux dépendent de l'intensité et de la forme de la distribution du faisceau sans compter que le milieu du plasma coronal lui-même varie également en temps, en température et en gradient de densité.

III.3.1 Chaines de Sursauts striés.

L'une des principales exigences de la théorie est de pouvoir expliquer la formation des chaines de sursauts striés ou Type IIIb. Les considérations sur l'intervalle de fréquences dans les paires et les triplets (III.3.6) montreront que les valeurs exigées pour η doivent être :

$$10^{-8} \lesssim \eta \lesssim 10^{-7}$$

En fait les ondes sont instables pour des vitesses de phase comprises dans un intervalle étroit situé juste en dessous du pic de vitesse instantanée U(t). Pour que la saturation des ondes soit possible il faut que l'évolution de la fonction de distribution du faisceau se fasse dans l'intervalle O-U en un temps supérieur au temps de croissance de l'onde à saturation

$N_{sat} \gamma_b^{-1}$, soit la condition :

$$\frac{(\Delta t)_{faisceau}}{(\Delta t)_{saturat.}} = \frac{\eta^{2/3} \omega_e r}{N_{sat.} U} \gg 1 \qquad (25)$$

Si $\omega_e = 2\ 10^8$ Hz (f = 30 MHz), r = 0.6 $R_\odot$, U = 0.5c, $N_{sat} = 10$, on trouve $\eta \gg 10^{-9}$, ce qui est en accord avec le domaine envisagé par ailleurs , ci-dessus. Au fur et à mesure de l'injection , la densité du faisceau augmente tandis que la densité coronale va en décroissant avec l'altitude croissante. Il y aura donc une altitude minimum r_o où les deux conditions (1) et (25) seront satisfaites simultanément et un premier sursaut strié est susceptible d'être émis. Evidemment r_o varie énormément d'un évènement à l'autre selon le profil de densité coronale et la distribution du faisceau. Voyons ce qui se passe au cours de la production du premier sursaut strié : l'énergie de l'onde de piégeage (Eq. 17) est obtenue au détriment du faisceau de particules qui subissent une dispersion de vitesse de $\Delta v = \eta^{1/3} U$ (Drummond et al. 1970). Si on ne considère pas la production des ondes satellites, le faisceau et l'onde de grande amplitude échangent de l'énergie sur un temps $t = 1/\omega_p$ de sorte que le faisceau est ensuite reconstitué avec une étroite dispersion de vitesse $V_b < \eta^{1/3} U$ et ainsi de suite à chaque période. A cause de l'émission des ondes satellites, les particules du faisceau sont dépiégées parce que la fréquence de battement entre les ondes satellites et l'onde principale est aussi ω_p. Le dépiégeage doit avoir lieu sur une oscillation au moins, de sorte que les particules dépiégées ont une dispersion de vitesse de l'ordre de Δv soit $V_b = \eta^{1/3} U$. L'inégalité (1) n'est plus satisfaite et le faisceau devient plus dispersif.Evaluons maintenant la différence de fréquences minimum entre deux sursauts successifs d'un même Type IIIb :

supposons que le faisceau soit libéré par l'onde de piégeage à une altitude r_o et à un instant $t_o \neq t = 0$ qui correspond au début de

l'injection qui a lieu en r*. L'injection dure toujours à t_o, cependant. Considérons l'altitude la plus proche où un autre élément strié puisse être émis : en r_1 il y a des particules de vitesse V ainsi que d'autres vitesses $V' > V$ qui sont injectées un peu plus tard que les particules V. D'un autre coté à la tête du faisceau le pic de vitesse U augmente quand r augmente. A cause de la dispersion de vitesse du faisceau les particules de vitesse U formeront le nouveau pic de distribution à l'instant $t_1 = t - (r_1 - r^*)/U$. Mais en r_1, à t_1 le faisceau sera plus étroit qu'en r_o car les particules plus lentes n'y seront pas encore parvenues et on se retrouve avec la distribution initiale qui n'est pas dispersée.

La condition (1) doit être satisfaite en r_1 pour une durée de l'ordre de $t_{o.\ell.}$ temps nécessaire pour que l'amplitude des ondes latérales atteignent la saturation soit $t_{o.\ell.} < (r_1 - r_o)\eta^{1/3}/U$

alors la différence de fréquences de deux sursauts successifs df est :

$$\frac{df}{f(r_o)} = \frac{1}{\omega_e} \left| \frac{d\omega_e}{dr} \right| (r_1 - r_o) \gtrsim \frac{U\, t_{o.\ell.}}{2\, L\eta^{1/3}}$$

Or dans l'Appendice A de l'article (J) on a précisé le domaine de valeurs de $t_{o.\ell.}$:

$$10^{-5} \leq t_{o.\ell.} \leq 10^{-4} \text{ s}$$

et en prenant les valeurs suivantes des paramètres : $\eta = 10^{-7}$, U = 0.5 c, L = 0.4 $R_\odot$ on trouve que $5.10^{-4} \leq \frac{df}{f} \leq 5.10^{-3}$;

domaine qui est parfaitement compatible avec les observations puisque pour $df/f = 10^{-3}$ et f = 30 MHz on obtient un df moyen de 30 kHz pour l'estimation minimum.

III.3.2 Domaine de fréquences.

a) La fréquence limite inférieure à laquelle on peut s'at-

tendre à ne plus observer les Type IIIb est immédiatement déduite des considérations précédentes. En effet si le faisceau est guidé le long du champ magnétique, sa densité en r_1 peut être évalué $n_b(r) = n_b(r_o)(r_o/r)^2$. La densité du milieu coronal peut être représentée par la relation : $n_e = n_{eo}(r_o/r)^{\alpha(r)}$ avec la condition $6 \leq \alpha(r) \leq 10$, qui satisfait aux différents modèles coronaux. Finalement on obtient $\eta(r) = \eta(r_o)(r_o/r)^{2-\alpha(r)}$. Cette relation signifie que l'évolution naturelle tend à rendre η plus grand au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'injection et ce pour un pic de vitesse U donné. Il arrivera cependant une altitude où la condition (1) sera impossible à satisfaire après que plusieurs sursauts striés aient été produits donc que le faisceau soit devenu très dispersé et que l'on ait atteint une région de gradient de densité très faible. On peut estimer la fréquence correspondante à environ 10 MHz en dessous de laquelle les Type IIIb ont peu de chances de pouvoir être émis.

b) La fréquence limite supérieure d'apparition des Type IIIb est déterminée en considérant l'atténuation des ondes en fonction de la profondeur optique $\tau = kL$ où $k = \frac{\nu_c}{V_g} = \frac{\nu_c \omega_e}{c^2 k} = \frac{\nu_c}{c\alpha_T}$ est l'absorption par unité de longueur. Plus la densité du milieu augmente, plus l'atténuation est importante.

La fréquence maximum d'émission des Type IIIb est estimée à 100 MHz (Fig. 19b), fréquence qui correspond aux observations (Takakura et Yousef 1975).

III.3.3 Stries, paires ou triplets.

L'explication de la production des stries, paires et triplets est basée sur l'atténuation des ondes transverses par l'absorption collisionnelle dans la couronne. En effet pour les fréquences proches de f_p l'absorption par unité de longueur k a été définie juste au dessus.

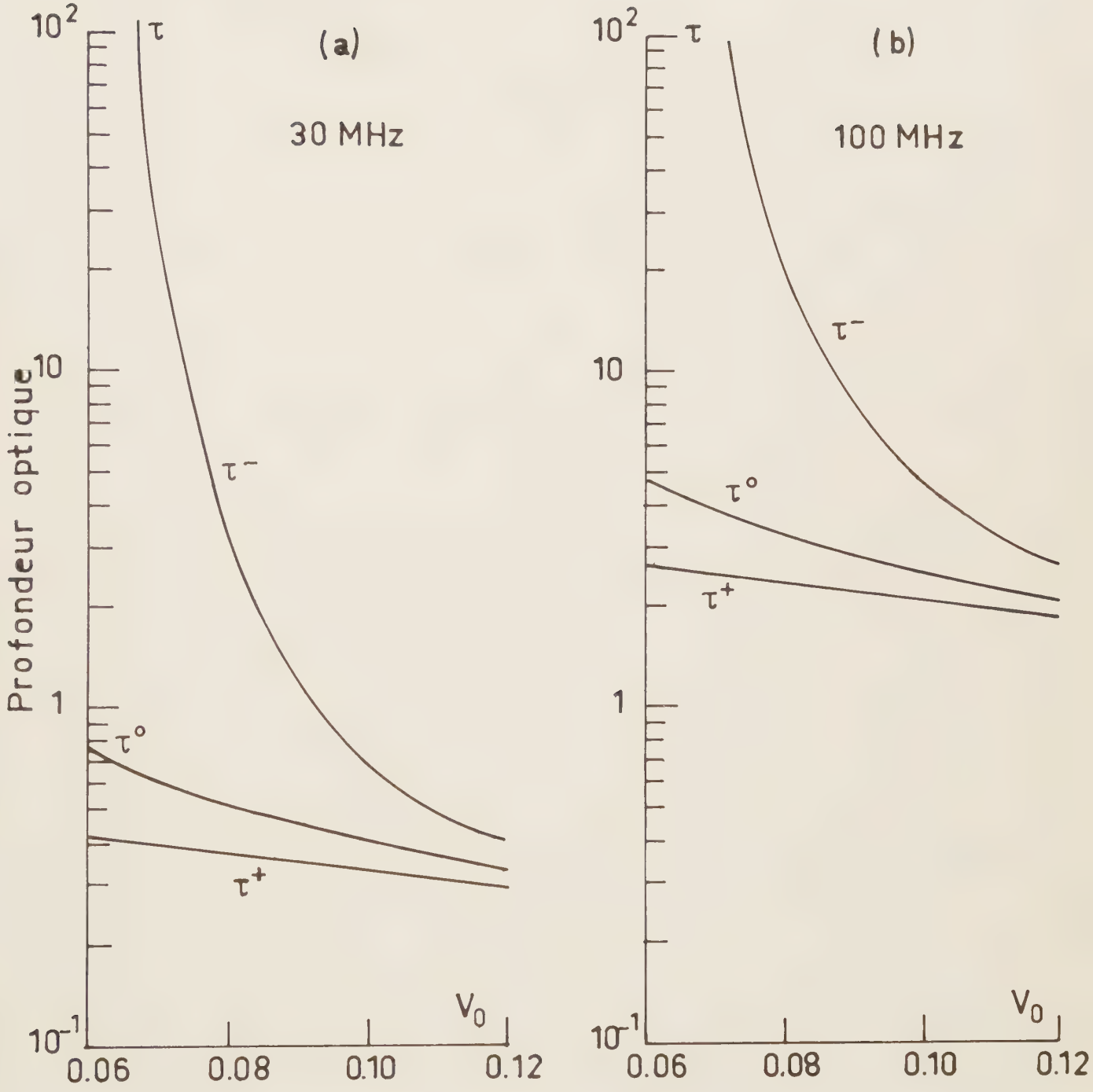


Fig. 19a-b. Profondeur optique des ondes transverses obtenues par conversion en fonction de V_0 (a) à 30 MHz ; (b) à 100 MHz. τ_0 , τ^- et τ^+ se rapportent respectivement aux ondes principale, latérale inférieure et latérale supérieure.

Précisons que α_T est l'indice de réfraction du milieu. Comme l'onde se propage à travers un milieu de densité décroissante la profondeur optique $\tau = kL$, où $L = n_e \left| \frac{dn_e}{dr} \right|^{-1}$ est la longueur caractéristique du gradient de densité coronale : ainsi $\tau = \tau_o/\alpha_T$ avec $\tau_o = \nu_c L/c$. La figure 9 (article J) montre des estimations de L et τ_o en fonction de la fréquence pour différents modèles de densité coronale : $\tau_o \lesssim 0.1$ à f = 30 MHz et $\gtrsim 0.4$ à 100 MHz.

La figure 6 (article J) montre que pour des vitesses de V_Φ de l'onde de pompage telles que $0.05 \lesssim V_e/V_\Phi \lesssim 0.15$ les ondes transverses ont un indice de réfraction α_T compris dans le domaine $0.07 \leq \alpha_T < 0.20$.

Ainsi pour une fréquence donnée, plus la fréquence de l'onde de pompage est haute, plus l'indice de réfraction de l'onde transverse est fort et plus le facteur d'atténuation $\exp(-\tau_o/\alpha_T)$ est faible. La Figure 19 résume les résultats pour $\eta = 10^{-7}$ et $V_\Phi = U$. On voit que à 100 MHz les trois ondes transverses résultantes sont fortement atténuées alors qu'à 30 MHz seule l'onde de fréquence inférieure peut être encore légèrement atténuée. En résumé les trois ondes électromagnétiques transverses obtenues à partir des ondes principale et latérales sont susceptibles de subir une forte atténuation par le milieu coronal selon les fréquences, la vitesse du faisceau. Quand l'onde latérale inférieure et l'onde principale sont les plus absorbées on obtient des stries et c'est le plus grand nombre de cas. Quand seule l'onde latérale inférieure subit l'absorption on a une paire dans un nombre de cas plus faible que les stries et enfin quand l'absorption n'a aucun effet il est possible d'observer les triplets dans quelques rares cas.

III.3.4 Durée à une fréquence donnée.

L'estimation est facilitée si l'on fait l'hypothèse que la

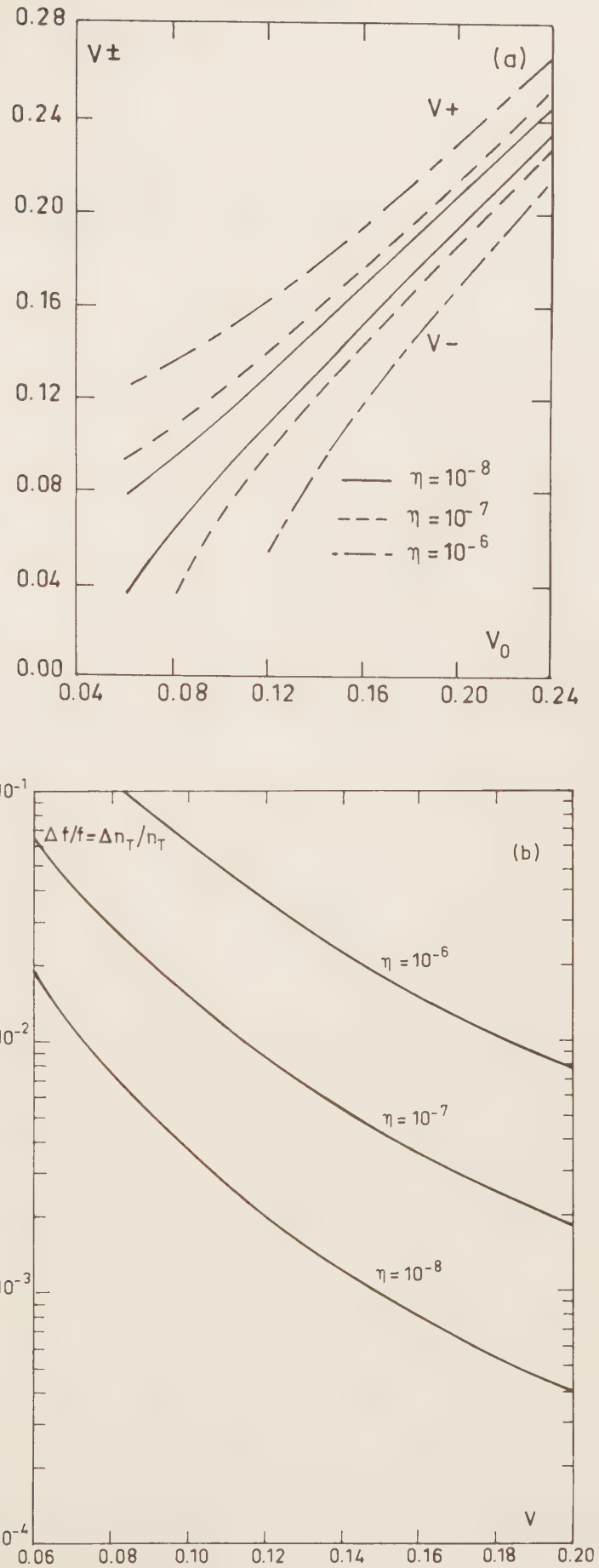


Fig. 20a-b. (a) Vitesses de phase réelles V_+ et V_- des ondes latérales en fonction de V_0 pour plusieurs valeurs du paramètre η . (b) Largeur de bande du spectre des ondes après conversion en fonction de V pour plusieurs valeurs du paramètre η.

durée des sursauts est équivalente à la durée $\bar{t}$ de la phase de l'instabilité de désintégration. Le taux de croissance maximum de l'instabilité de désintégration est :

$$\gamma_d = 5.10^{-4}\ \xi^2\ \tilde{K}\ \eta^{-1/3}\ \omega_e \quad \text{où } \xi = V_e/U \text{ et } \tilde{K} = K/\omega_S^2.$$

La résolution de l'équation de la densité d'énergie normalisée de l'onde transverse $\tilde{T}$ est : $\frac{d\tilde{T}}{dt} = \gamma_d(\tilde{K})\ \tilde{T}$

qui permet une évaluation de $\bar{t} = \frac{3.10^{-6}.\xi^2}{\eta\ f}$ s, f étant en MHz.

Ainsi pour $10^{-8} < \eta < 10^{-7}$, f = 30 MHz on trouve : $0.1s < \bar{t} < 1s$.

Ce résultat s'accorde parfaitement avec les observations car $\bar{t}$ est une valeur limite inférieure de la durée des sursauts, non perturbée par d'éventuels effets de propagation.

III.3.5 Largeur de bande de fréquences.

La vitesse de phase V_Φ joue un rôle fondamental dans la détermination de la fréquence de l'onde de pompage à partir de la relation de dispersion de Bohm-Gross. Les ondes latérales sont déplacées en fréquence par rapport à l'onde principale et elles peuvent avoir des vitesses de phase réelles différentes de celle de l'onde principale V_o, soit V_+ et V_- pour les ondes latérales supérieure et inférieure. Les vitesses sont données par la relation :

$$V_\pm = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \left[(1 + 3\ V_o^2)^{1/2} \pm \frac{\Delta\omega_r}{\omega_e} \right]^2 - 1 \right\}^{1/2}$$

où la partie réelle $\Delta\omega_r$ est donnée par la Fig. 3a (article J) en fonction de V_o et de η. La Figure 20a montre $V_\pm$ en fonction de V_o pour plusieurs valeurs de η. On voit que quelle que soit V_o, $V_\pm$ restent comprise entre 0.05 et 0.25. Or la Figure 20b montre que ce domaine de $V_\pm$ correspond à un domaine de $\frac{\Delta f}{f}$ de $5.10^{-4} \lesssim \frac{\Delta f}{f} \lesssim 10^{-2}$ qui correspond parfaitement à ce que nous avons observé expérimentalement.

III.3.6 Intervalle de fréquences.

Selon la théorie des ondes latérales, l'intervalle δf entre deux stries d'une paire ou d'un triplet doit être égal à ω_p la pulsation de piégeage, de sorte que $\frac{\delta f}{f} = \frac{\omega_p}{\omega_e} \simeq \eta^{1/3}$

La valeur de δf fournie par les mesures expérimentales conduisent à un domaine de valeurs pour η : $10^{-9} \lesssim \eta \lesssim 10^{-6}$ qui convient parfaitement aux autres exigences pour η imposées par la théorie.

III.3.7 Dérive de fréquence.

L'explication de la dérive de fréquence qui peut affecter certains sursauts ne découle pas naturellement de la théorie exposée. Cependant un traitement complet et détaillé qui ne sépare pas complètement les échelles de temps des diverses instabilités rentrant en jeu pourrait peut-être en rendre compte. Or l'étude expérimentale a montré le caractère aléatoire de la dérive de fréquence des sursauts striés qui pourrait bien être un effet secondaire lié à des variations de la température électronique ou de la vitesse du faisceau dans la région source. Ces variations causeraient une fluctuation de l'indice de réfraction et en conséquence des fréquences et des vitesses de groupe des ondes transverses résultantes. Une simple estimation montre que des fluctuations de 1-10 % des paramètres indiqués expliquent les ordres de grandeur des dérives trouvées.

III.3.8 Polarisation.

Les ondes électromagnétiques obtenues par l'instabilité de désintégration (en II.2.5) ont leur champ électrique parallèle à celui de l'onde de plasma de pompage qui est lui-même parallèle au champ magnétique qui guide le faisceau. Les ondes transverses sont donc émises en faisant un

grand angle avec le champ magnétique local ce qui s'accorde également avec les observations. De plus ces ondes sont polarisées linéairement ou très elliptiquement. Toute polarisation circulaire est donc rajoutée au cours de la propagation par le milieu coronal ce qui explique que les composantes d'une même paire ou d'un même triplet aient le même sens de polarisation et approximativement le même taux puisqu'elles proviendraient d'une même région source. Par contre le sens et le taux de polarisation change de façon aléatoire d'un sursaut strié à un autre comme d'un Type IIIb à un autre selon les aléas de la propagation affectant différentes sources de rayonnement.

III.4 Conclusions.

En conclusion il est intéressant de comparer les différences essentielles qui séparent la théorie proposée pour le Type IIIb et celle généralement admise pour le Type III. La Figure 21 donne les séquences qui résument les deux processus. On voit que les différences résident :

a) au niveau de l'intéraction faisceau-plasma, dans la largeur de la fonction de distribution de vitesses du faisceau excitateur, à un instant donné,

b) au niveau des ondes de plasma, dans la largeur du spectre des ondes instables, leur amplitude, et le spectre résultant,

c) au niveau des ondes électromagnétiques, dans les processus de conversion impliqués et la direction du vecteur d'onde.

Enfin la relation Type IIIb précurseur d'un Type III est aisément expliquée en invoquant d'abord la théorie proposée pour le Type IIIb, théorie qui utilise les électrons les plus rapides de la fonction de distribution du faisceau, puis successivement les processus généralement admis pour les Type III qui eux font appel à une fonction de distribution du faisceau relativement plus dispersée telle que $\Delta V/V \lesssim 1$; une de ces théories pourrait

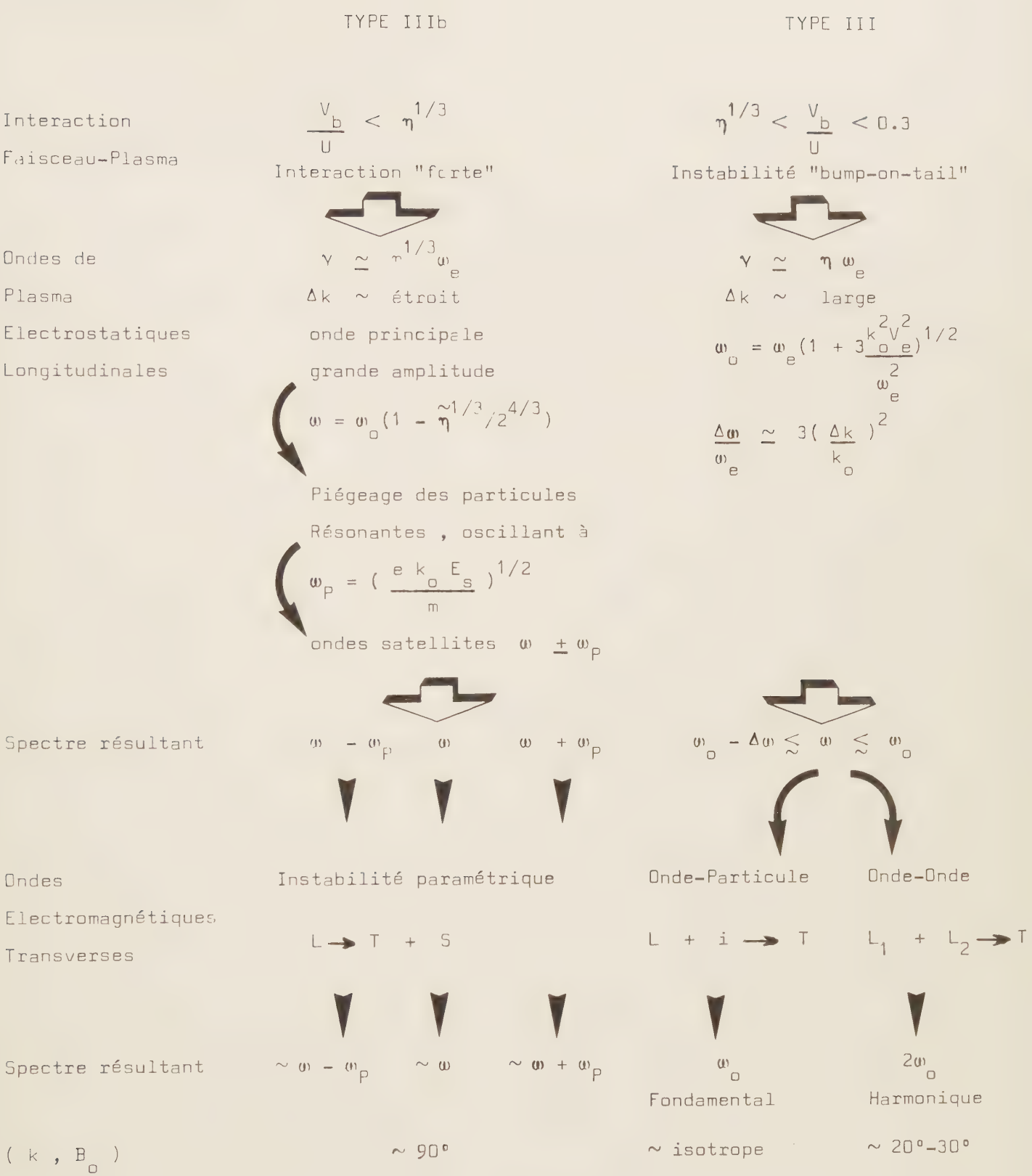


Fig. 21 . Schémas résumant et comparant les séquences des processus susceptibles de générer les sursauts de type IIIb et de type III. Tous les symboles sont définis dans le texte .

être par exemple l'instabilité "oscillating two stream" proposée par Papadopoulos et al. (1974).

La plupart des propriétés des sursauts striés (stries, paires et triplets) et de leur regroupement (Type IIIb) sont expliquées de façon cohérente par la théorie proposée : les chaines de sursauts, le monochromatisme des émissions striées, l'émission avec un grand angle avec le champ magnétique local, de même que les ordres de grandeur moyens de la durée, de la bande de fréquences, de l'intervalle de fréquences. Certes la dérive de fréquence qui affecte certains sursauts ou bien la polarisation circulaire ne découlent pas directement de la théorie elle-même mais ces propriétés sont aisément expliquées respectivement par des fluctuations locales dans la région source et des modifications subies par le rayonnement électromagnétique au cours de la propagation. Nous avons vu (Chapitre II) que certaines autres propriétés des sursauts striés n'étaient pas exemptes de modifications apportées au cours de la propagation : durée, apparition des sursauts et nombre moyen de sursauts striés par Type IIIb. D'autre part la théorie fait appel à des processus qui pour la plupart ont été observés en laboratoire ; certes les conditions du plasma de laboratoire sont différentes de celles du plasma coronal mais les impératifs du confinement d'un plasma artificiel de volume limité et de densité élevée sont plus contraignants que les conditions du milieu coronal.

CHAPITRE IV

CONCLUSION GENERALE

"Des orages nouveaux se formeront ..."

Chateaubriand

(Mémoires d'Outre-Tombe)

"Ô Soleil ! Toi sans qui les choses
Ne seraient que ce qu'elles sont !"

Ed. Rostand (Chantecler)

"Soleil, source de feu, haute merveille ronde,
Soleil, l'âme, l'esprit, l'oeil, la beauté du monde. "

Ronsard (Eglogues)

IV CONCLUSION GENERALE

Nous voudrions autant que possible resituer les recherches qui viennent d'être présentées dans le cadre plus général de l'étude de la couronne solaire. Nous référant pour cela aux motivations énoncées en I.2 : instabilités coronales, électrons solaires non relativistes, nouveaux mécanismes d'émission et milieu coronal de transition, nous allons regarder en quoi notre contribution éclaire la compréhension de tel ou tel aspect de l'atmosphère solaire et des phénomènes instables qui y sont déclenchés.

Les propriétés morphologiques des sursauts de type IIIb nous ont conduit à conclure que ces sursauts étaient excités par la présence de faisceaux d'électrons avec une étroite distribution de vitesses parallèles au champ magnétique. Or ce type d'instabilité n'est pas nouveau "sur le soleil" puisqu'il a déjà été invoqué pour les sursauts de type III. Par contre ce qui est nouveau c'est la condition (1) imposée par la théorie qui a été présentée à la fonction de distribution du faisceau à savoir que au cours de son évolution dynamique à une altitude donnée celle-ci devra être extrêmement étroite au moins pendant quelques instants de sorte que les processus invoqués puissent être générés.

On peut remarquer que si les Type IIIb ne font pas intervenir un nouveau type d'excitateur, par contre leur explication théorique fait appel à des processus de physique des plasmas (onde de grande amplitude, piégeage et dépiégeage des particules, ondes latérales) auxquels, à notre connaissance, la physique solaire n'a pas encore eu recours (signalons cependant que la même théorie de base a été appliquée par Roux (1975) à l'explication d'émissions magnétosphériques obtenues artificiellement par le lancer d'ondes électromagnétiques).

IV.1 Accélération ou stockage ?

L'existence des orages décamétriques de Type III pose le problème de l'origine des électrons qui les produisent. Plusieurs faits d'observation contribuent à rendre cette question assez complexe :

1 - La simultanéité qui lie les orages métriques de Type I aux orages décamétriques de Type III est bien établie (Article A et Fig. 1).

2 - En ondes décamétriques on a pu classer les sursauts de Type III en deux catégories (article F) dont les propriétés spectrales ne présentent pas de différences fondamentales sauf :

- la fréquence d'apparition qui est inférieure à 100 MHz pour les Type III d'orage et nettement supérieure à 100 MHz pour les Type III "éruptifs" c'est-à-dire ceux associés en temps et en position avec un phénomène éruptif : éruption observée en Hα (Solar Radio Group Utrecht 1974), perturbation transitoire vue en absorption en Hα (Martres et al. 1972 ; Axisa et al. 1973), sprays ou surges (Kuiper et Pasachoff 1973) ou sursauts de rayons X (Hudson et al. 1969; Teske et al. 1971);
- l'intensité des Type III éruptifs qui est en moyenne supérieure d'un ordre de grandeur à celle des Type III d'orage ;
- La position des Type III éruptifs qui est nettement distincte en ondes décamétriques des sources radio de Type III d'orage (article K).

3 - En ondes métriques (Solar Radio Group Utrecht, 1974) comme en décamétriques l'émission des Type III peut s'arrêter net à une fréquence limite inférieure ou parfois s'incurver légèrement juste avant de s'arrêter, laissant supposer que l'agent excitateur n'a pu atteindre des altitudes supérieures : que deviennent alors les électrons du faisceau ?

4 - En ondes hectométriques également on a pu observer le démarrage de

Type III non corrélés avec des sursauts métriques ou décamétriques (Solar Radio Group Utrecht 1974) : d'où proviennent les électrons excitateurs à ces altitudes élevées ?

5 - Il ne fait plus aucun doute (De Feiter 1974) que les électrons relativistes (5 à 200 keV) sont accélérés lors de la phase impulsive dite de "flash" des éruptions observées en Hα quoique les observations ne permettent pas de distinguer entre une accélération impulsive et un lâcher subit dû à la rupture d'une configuration de piégeage. La coïncidence temporelle des Type III, des éruptions Hα, des sursauts de rayons X et des sursauts microondes ne laisse aucun doute que tous ces phénomènes sont créés par les mêmes électrons.

6 - On observe de nombreuses éruptions auxquelles des Type III ne sont pas associés mais il ne faut pas négliger l'influence de la position du site éruptif (Axisa 1974) qui ne fournit des Type III que lorsqu'il se trouve à l'extérieur de la configuration dipolaire globale de la région active, c'est-à-dire dans une région d'où partent les lignes de champ magnétique ouvertes (au moins sur une certaine échelle de longueur) de sorte que les particules puissent s'échapper vers la couronne.

7 - D'autre part Lin (1970) a déduit de la comparaison de deux régions actives situées à quelques degrés de longitude solaire l'une de l'autre et produisant toutes deux des phénomènes éruptifs que seule l'une d'elles fournissait directement des électrons au milieu interplanétaire, probablement pour les mêmes raisons qu'en (6).

8 - Lin (1974) a également remarqué que les orages de Type III hectométriques associés aux orages de Type I métriques sont accompagnés par des flux d'électrons non impulsifs d'énergie supérieure à 20 keV qui sont associés avec des régions actives.

9 - Au contraire des Type III éruptifs il n'est pas possible d'associer les Type III d'orage avec un phénomène chromosphérique individuel : leur nombre est d'ailleurs dix fois supérieur à celui des Type III éruptifs. Par contre il sont plutôt associés à des groupes de régions actives (Gergely 1974).

10 - Le nombre total d'électrons accélérés au cours des éruptions peut être obtenu grâce aux émissions de rayons X (Lin 1974) soit 10^{36} électrons d'énergie supérieure à 10 keV pour une éruption. Or on observe in situ en moyenne 10^{33} électrons de mêmes énergies ce qui correspond au 1/1000 seulement des électrons accélérés.

En résumé, des électrons solaires non relativistes sont certainement accélérés au cours des phénomènes éruptifs. Si la position du site éruptif s'y prête une grande partie d'entre-eux ont directement accès au milieu interplanétaire. Par contre, c'est loin d'en être toujours le cas et il faut bien admettre que beaucoup d'électrons sont piégés dans les lignes fermées du champ magnétique de la basse couronne où ils excitent des Type I, par exemple. L'existence des orages de Type III est la preuve que certains de ces électrons ont la possibilité ultérieure de s'échapper vers le milieu interplanétaire et nous suggérons que, après avoir été diffusés dans les régions de lignes fermées du champ magnétique et y avoir éventuellement perdu une certaine quantité d'énergie, ils sont susceptibles d'être de nouveau accélérés à différentes altitudes dans la couronne ; cette accélération peut n'être qu'une réorganisation locale de la distribution des vitesses des électrons avec un éventuel apport d'énergie encore emprunté au champ magnétique (comme pour les éruptions) principalement dans cette région coronale où les lignes de champ de fermées deviennent ouvertes.

Le processus théorique invoqué par Mangeney et Veltri (1975) pour expliquer les Type I pourrait également être une source de création de faisceaux d'électrons se propageant vers la haute couronne. Un résultat récent qui renforce l'idée du stockage temporaire des électrons et de leur diffusion est fourni par Nielsen et al. (1975) sur la base de leurs observations de l'anisotropie persistante des électrons solaires d'énergie supérieure à 80 keV.

Enfin la condition (1) suggère également l'existence de cette accélération locale à haute altitude car seuls des faisceaux récemment accélérés sont capables de présenter une dispersion de vitesses suffisamment étroite pour être quasi monocinétique, alors que des faisceaux d'électrons accélérés au niveau de la chromosphère puis diffusés dans la basse couronne ont peu de chances de posséder une telle distribution.

L'idée d'un échappement continu de faisceaux de particules peut être plus ou moins réconciliée avec ces conclusions si on le situe au niveau des altitudes coronales où l'on observe les sursauts de type III et de type IIIb, mais non à celui de la chromosphère.

IV. 2 Perspectives

De bien nombreuses questions soulevées par l'émission des orages radioélectriques solaires ne sont pas encore résolues et notre contribution ne s'est attachée à étudier que l'un des problèmes posés. Parmi les maintes questions qui restent encore à résoudre, citons :

1 - L'émission du Continuum sous-jacent dans les orages : est-ce la même émission qui couvre tout le spectre des ondes métriques aux ondes hectométriques ? Est-il formé de la superposition de myriades de sursauts faibles ou est-ce réellement une émission continue ? Dans ce dernier cas,

par quel mécanisme est-il produit ? Comment expliquer son apparente directivité (Thompson et Maxwell. 1962 ; article K) ?

2 - Les sursauts de "drift pair" et leurs frères les sursauts "hook" et "fast drift storm" : quelle sorte d'instabilités reflètent-ils ? A quel mécanismes font-ils appel ? Comment expliquer leur directivité révélée par Moller-Pedersen (1974) ?

3 - De multiples structures fines sont observées dans les sursauts de type III au cours des orages : effet tunnel (l'émission est interrompue sur une bande de 5 MHz), blobs d'émission, sursauts inclassifiables ... Tous ces effets peuvent être créés soit dans la source elle-même, soit par la propagation dans la couronne.

4 - L'effet centre-limbe sur la nature des sursauts d'orage trouvé par Møller-Pedersen (1974) pose directement le problème de la directivité intrinsèque de l'émission.

5 - Déjà à l'intérieur du domaine décamétrique on observe que plusieurs Type III consécutifs, à 60 MHz se réunissent en un ou deux sursauts seulement vers 25 MHz : ce phénomène est également observé en ondes hectométriques. Si l'on attribue aux Type III le rôle de traceurs des lignes de force du champ magnétique, cet effet est-il significatif de la réorganisation et de la simplification des lignes de champ vers le milieu interplanétaire (formation des secteurs magnétiques à 1 U.A.) ?

6 - On a rapidement séparé les Type III décamétriques en Type III"éruptifs" et Type III d'orages. Leurs caractéristiques spectrales sont-elles réellement semblables dans le même domaine de fréquences ? Aucune étude systématique n'a encore été faite. Si oui, cela peut signifier un contrôle des caractéristiques de l'émission par le milieu coronal ; si non, cela peut permettre de discriminer différents types d'excitateurs

(énergie ...) ou des trajectoires de faisceaux dans des milieux différents (streamers ou régions interstreamers).

Cette liste est loin d'être exhaustive et elle montre quelques uns des intérêts astrophysiques et plasmaphysiques de l'étude spectrographique des orages décamétriques.

Cependant il faut coupler cette étude à de multiples autres observations : position des sursauts grâce à l'interférométrie, émission aux longueurs d'ondes métriques et hectométriques, éruptions en Hα, sursauts de rayons X, émissions de particules solaires non-relativistes, caractéristiques du vent solaire, structures du champ magnétique photosphérique et coronal tout en ayant une parfaite connaissance des différents types d'instabilités possibles dans le milieu.

Articles de Thèse

A - Boischot, A., de la Noë, J., Møller-Pedersen, B. 1970, Astron. & Astrophys. 4, 159 : "Relation Between Metric and Decametric Noise Storm Activity".

B - Boischot, A., de la Noë, J., du Chaffaut, M., Rosolen, C. 1971, C.R. Acad. Sci. Paris B-272, 166 : "Radiospectrographie Solaire à Haute Définition à Arecibo (Porto-Rico)".

C - Aubier, M., de la Noë, J. 1971, Astron. & Astrophys. 12, 491 : "Coronal Turbulence and Type II Bursts".

D - de la Noë, J., Møller-Pedersen, B. 1971, Astron. & Astrophys. 12, 371 : "Relation Between DriftPair Bursts and Decametric Type III Solar Radio Emission".

E - de la Noë, J., Boischot, A. 1972, Astron. & Astrophys. 20, 55 : "The Type IIIb Burst : A Precursor to Decametric Type III Radio Burst".

F - de la Noë, J.,Aubier, M., Boischot, A. 1973, Proceedings of Symposium on High Energy Phenomena on the Sun, a NASA-Goddard Space Flight Center Publication, Ed. by R. Ramaty and R.G. Stone, 602 : "High Sensitivity Spectral Observations on Decameter Wavelengths".

G - de la Noë, J. 1974, Solar Phys. 37, 225 : "On the Probability of Occurrence of the Type IIIb Burst at Decameter Wavelengths".

H - de la Noë, J. 1975, Astron. & Astrophys. 43, 201 : "Spectral Characteristics of Stria, Split Pair and Triple Bursts".

J - Smith, R.A., de la Noë, J. 1975, Astrophys. J. (in press) : "Theory of Type III Solar Radio Bursts".

K - de la Noë, J., Gergely, T.E. 1975, (en préparation).

Autres Publications

de la Noë, J. 1973, C.R. Ecole d'Eté de Physique des Plasmas, Ile de Ré Observatoire de Paris, Ed. par A. Mangeney, 260 : "Fine Structure Bursts at Meter and Decameter Wavelengths".

de la Noë, J. 1974, Bull. Am. Astron. Soc. 6, 348 : "Type IIIb Burst as Precursor to Type III Burst at Decameter Wavelengths".

de la Noë, J., Møller-Pedersen, B., Boischot, A. 1975, Proceedings of Workshop on Type III Solar Radio Bursts at Berkeley, Solar Phys., Ed. by R.P. Lin : "Directivity in the Stream Plasma Interaction".

Bibliographie

Aubier, M., Boischot, A. 1972, Astron. & Astrophys. 19, 343.

Alvarez, H., Haddock, F., Lin, R.P. 1972, Solar Phys. 26, 468.

Amaudric du Chaffaut, M. 1971, Thèse Ingénieur-Docteur, Université de Paris VI.

Axisa, F. 1974, Solar Phys. 35, 207.

Axisa, F., Martres, M.J., Pick, M., Soru-Escaut, I. 1973, Solar Phys. 29, 163.

Baselyan, L.L., Goncharov, N. Yu., Zaitsev, V.V., Zinichev, V.A., Rapoport, V.O., Tsybko, Ya.G. 1974, Solar Phys. 39, 213.

Boischot, A. 1957, C.R. Acad. Sci. Paris 244, 1326.

Boischot, A. 1974, Solar Phys. 36, 517.

Bud'ko, N.I., Karpman, V.I., Schklyan, D.R. 1972, Soviet Phys. JETP 34, 778.

Brinca, A.L. 1972, J. Plasma Phys. 7, 385.

Clavelier, B. 1967, Ann. Astrophys. 30, 895.

Daigne, G. 1975a, Astron. & Astrophys. 38, 141.

Daigne, G. 1975b, Astron. & Astrophys. 42, 71.

Daigne, G., Møller-Pedersen, B. 1974, Astron. & Astrophys. 37, 355.

De Feiter, L.D. 1974, Space Science Reviews 16, 3.

Drummond, W.E., Malmberg, J.H., O'Neil, T.M., Thompson, J.R. 1970, Phys. Fluids 13, 2422.

Dubois, D.F., Goldman, M.V. 1965, Phys. Rev. Letters 14, 544.

Ellis, G.R.A. 1967, Nature 213, 790.

Ellis, G.R.A. 1969a, Australian J. Phys. 22, 167.

Ellis, G.R.A. 1969b, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 273.

Ellis, G.R.A., McCulloch, P.M. 1966, Nature 211, 1070.

Ellis, G.R.A., McCulloch, P.M. 1967, Australian J. Phys. 20, 583.

Erickson, W.C., Kuiper, T.B.H. 1973, Radio Sci. 8, 845.

Fainberg, J., Stone, R.G. 1971, Astrophys. J. 164, L123.

Frank, L.A., Gurnett, D.A. 1972, Solar Phys. 27, 446.

Gergely, T.E. 1974, Ph. D. Thesis, University of Maryland, U.S.A.

Gergely, T.E., Erickson, W.C. 1975, Solar Phys. 42, 467.

Gergely, T.E., Kundu, M.R. 1975, Solar Phys. 41, 163.

Goldman, M.V., Berk, H.L. 1971, Phys. Fluids 14, 801.

Gosling, J.T., Hildner, E., MacQueen, R.M., Munro, R.H., Poland, A.I., Ross, C.L. 1974, J. Geophys. Res. 79, 4581.

Haddock, F.T. 1958, Proc. Inst. Radio Engrs. 46, 3.

Hildner, E., Gosling, J.T., MacQueen, R.M., Munro, R.H., Poland, A.I., Ross, C.L. 1975, Solar Phys. 42, 163.

Hudson, H.S., Peterson, L.E., Schwartz, D.A. 1969, Astrophys.J. 157, 389.

Jackson, E.A. 1967, Phys. Rev. 153, 235.

Kai, K., Nakajima, H. 1974, Publ. Astron. Soc. Japan 26, 379.

Kai, K., Sheridan, K.V. 1974, Solar Phys. 35, 181.

Kuiper, T.B.H., Pasachoff, J.M. 1973, Solar Phys. 28, 187.

Kundu, M.R. 1965, Solar Radio Astronomy, New-York, Interscience Publishers.

Kruer, W.L., Dawson, J.M., Sudan, R.N. 1969, Phys. Rev. Letters 23, 838.

Lashmore-Davies, C.N. 1974, Phys. Rev. Letters 32, 289.

Lashmore-Davies, C.N. 1975, Plasma Phys. 17, 281.

Lee, Y.C., Su, C.H. 1966, Phys. Rev. 152, 129.

Le Squeren, A.M. 1963, Ann. Astrophys. 26, 97.

Lin R.P. 1970, Solar Phys. 15, 453.

Lin, R.P. 1974, Space Science Reviews 16, 189.

Lin, R.P., Evans, L.G., Fainberg, J. 1973, Astrophys. Letters 14, 191.

MacQueen, R.M., Eddy, J.A., Gosling, J.T., Hildner, E., Munro, R.H., Newkirk, G. Jr., Poland, A.I., Ross, C.L. 1974, Astrophys. J. 187, L85.

Mangeney, A., Veltri, P. 1975, Astron. & Astrophys. (in press).

Martres, M.J., Pick, M., Soru-Escaut, I., Axisa, F. 1972, Nature 236, 25.

Maxwell, A., Swarup, G., Thompson, A.R. 1958, Proc. Inst. Radio Engrs. 46, 142.

Melrose, D.B. 1974, Solar Phys. 34, 421.

Newkirk, G. Jr. 1967, Ann. Rev. Astron. & Astrophys. 5, 213.

Nielsen, E., Pomerantz, M.A., West, H.I. Jr. 1975, Planet. Space Sci. 23, 1179.

Nishikawa, K. 1968a, J. Phys. Soc. Japan 24, 916.

Nishikawa, K. 1968b, J. Phys. Soc. Japan 24, 1152.

O'Neil, T.M., Malmberg, J.H. 1968, Phys. Fluids 11, 1754.

O'Neil, T.M., Winfrey, J.H., Malmberg, J.H. 1971, Phys. Fluids 14, 1204.

Papadopoulos, K., Goldstein, M.L., Smith, R.A. 1974, Astrophys. J. 190,175.

Møller-Pedersen, B. 1974, Astron. & Astrophys. 37, 163.

Riddle, A.C. 1974, Solar Phys. 35, 153.

Roberts, J.A. 1958, Australian J. Phys. 11, 25.

Roberts, J.A. 1959, Australian J. Phys. 12, 327.

Rosenberg, H. 1973, Ph. D. Thesis, University of Utrecht, Pays-Bas.

Rosenberg, H. 1975, Solar Phys. 42, 247.

Rosolen, C. 1972, Thèse d'Université, Université de Paris VI.

Roux, A. 1975, Thèse d'Etat, Université de Paris VII.

Sanmartin, J.R. 1970, Phys. Fluids 13, 1533.

Shapiro, V.D. 1963, Soviet Physics JETP 17, 416.

Silin, V.P. 1965, Sov. Phys. JETP 21, 1127.

Solar Radio Group Utrecht 1974, Space Sci. Reviews 16, 45.

Stewart, R.T. 1963, CSIRO division of Radiophysics Report RPR 142.

Stewart, R.T. 1975a, Solar Phys. 39, 451.

Stewart, R.T. 1975b, Solar Phys. 40, 417.

Stewart, R.T., Labrum, N.R. 1972, Solar Phys. 27, 192.

Sturrock, P.A. 1961, Nature 192, 58.

Takakura, T., Yousef, S. 1975, Solar Phys. 40, 421.

Teske, R.G., Soyumer, T., Hudson, H.S. 1971, Astrophys. J. 165, 615.

Thompson, A.R., Maxwell, A. 1962, Astrophys. J. 136, 546.

Tidman, D.A., Birmingham, T.J., Stainier, H.M. 1966, Astrophys. J. 146, 207.

Warwick, J.W. 1965, Solar System Radio Astronomy, New-York, Plenum Press, 131.

Wharton, C.B., Malmberg, J.H., O'Neil, T.M. 1968, Phys. Fluids 11, 1961.

Wild, J.P., McCready, L.L. 1950 Australian J. Sci. Res. A3, 387.

Wild, J.P., Roberts, J.A., Murray, J.D. 1954, Nature 173, 532.

Wild, J.P., Sheridan, K.V., Trent, G.H. 1959, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford University Press.

Wong, H.V. 1972, Phys. Fluids 15, 632.

Yip, W.K. 1973, Solar Phys. 30, 513.